AKUSTISCHE ZEITSCHRIFT

Drittes Heft | Erster Jahrgang | Dezember 1936

Zwölfter Deutscher Physiker- und Mathematikertag in Bad Salzbrunn

vom 13. bis 19. September 1936

Akustik

Zusammenfassende allgemeine Vorträge und Berichte: Seite

H. Schimank-Hamburg, Zur Frühgeschichte der Akustik 106

E. Meyer-Berlin und E. Waetzmann-Breslau, Die Bedeutung der Akustik im Rahmen der gesamten Physik und Technik. (Vorgetragen von E. Meyer) 114

L. Bergmann-Breslau, Neuere Probleme auf dem Gebiete des Ultraschalls 118

H. Ludloff-Breslau, Über Ultraschall-Oberflächenwellen und ihren optischen Nachweis 124

G. v. Békésy-Budapest, Fortschritte der Hörphysiologie. 128

L. Cremer-Berlin, Die physikalischen Grundlagen der Raumakustik 134

H.-J. v. Braunmühl-Berlin, Elektrische Sprach- und Musikübertagung 145

Einzelvorträge:

E. Waetzmann-Breslau, Über Symmetrie- und Erblichkeitsfragen am menschlichen Gehörorgan 155

D. Thierbach und H. Jacoby-Berlin-Siemensstadt, Über die Verteilung der Sprechspannungen bei der Übertragung zahlreicher trägerfrequenter Gespräche 159

H. G. Thilo-Berlin-Siemensstadt, Akustische Messungen mit dem Tonmesser in Verbindung mit dem Dämpfungsschreiber 164

F. M. Osswald-Winterthur, Raumakustik in geometrischer Betrachtung 167

G. Buchmann-Berlin, Der Einfluß der Größe und Form von Schallschirmen auf die Schallabstrahlung von Lautsprechern 169

F. Strecker-Berlin-Siemensstadt, Verständlichkeit und Lautstärke bei Frequenz- und Amplitudenbegrenzung 174

H. Backhaus-Karlsruhe, Über Resonanzeigenschaften von Streichinstrumenten . . . 179

Patentschau 185

Schrifttum 187

Nachrichten 192

Zwölfter Deutscher Physiker- und Mathematikertag in Bad Salzbrunn vom 13. bis 19. September 1936

Akustik

Zusammenfassende allgemeine Vorträge und Berichte

Zur Frühgeschichte der Akustik

Von Hans Schimank, Hamburg

Vorbemerkung

Der Vortrag selbst wurde um der rein rednerischen Wirkung willen in die Form scheinbarer Referate über den Stand der akustischen Forschung gekleidet, die im Jahre 1636 ein Florentiner Physiker, im Jahre 1736 Voltaire und im Jahre 1836 Wilhelm Weber erstatteten. Da die Beibehaltung dieser Fiktion für eine gedruckte Darstellung unzweckmäßig erschien, ist sie ohne Änderung des sachlichen Gehaltes des Vortrags hier durch die nachfolgende unpersönlichere Schilderung ersetzt. Im übrigen muß eine auf wenige Seiten zusammengedrängte Darstellung der geschichtlichen Entwicklung, die die Akustik genommen hat, eine Reihe von Einzelheiten unerwähnt lassen und sich mit dem Wichtigsten begnügen.

Inhalt: Einleitung — 1. Des Stand der Akustik um die Mitte des 17. Jahrhunderts. 2. Akustische Fragestellungen und Theorien bis zur Mitte des 18. Jahrhunderts. 3. Die Entwicklung der akustischen Forschungen bis zum Auftreten von Helmholtz. — Zusammenfassung. — Literaturverzeichnis.

Einleitung

Das Wesen wissenschaftlicher Aufgabenstellung besteht wohl nicht zum wenigsten darin, daß im Altgewohnten das Ungewöhnliche und in dem seit langem Selbstverständlichgewordenen das Unverständliche empfunden und ins volle Bewußtsein gehoben wird. Auf der Fähigkeit, in dieser Hinsicht die Schranken der Konvention zu durchbrechen, beruht zum guten Teile die Größe der wissenschaftlichen Persönlichkeit. Wirkung und Zahl der schöpferischen und kämpferischen Männer haben aber zu allen Zeiten die Entwicklung der physikalischen Forschung maßgebend beeinflußt, und daher ist — im Gegensatz zu der systematischen Darstellung des Lehrbuches, das als Sammelbecken der jeweiligen Erkenntnismenge die Physik wie etwas Statisches erscheinen läßt — der geschichtliche Werdegang der Physik eine Sonderform des Geistesgeschehens und wird in seiner Dynamik durch gebietseigene wie durch gebietsfremde Einwirkungen bestimmt und gesteuert. Sowenig es bisher möglich ist, Physikgeschichte in dieser Form zu schreiben, und so sehr es an den meisten dazu erforderlichen Vorarbeiten fehlt, so erwünscht muß eine Nachprüfung der Durchführbarkeit der gekennzeichneten Art von Geschichtsbetrachtung wenigstens an Einzelbeispielen sein. Die Geschichte der Akustik — in der übrigens für die ältere Zeit fast alle chronologischen Fragen nach der Klärung harren — scheint dabei wegen des sprunghaften und stoßweisen Charakters ihrer Entwicklung besonders als Beispiel geeignet, und so soll eine Darstellung einiger wesentlicher Züge ihres Entwicklungsverlaufes hier andeutend versucht werden.

1. Der Stand der Akustik um die Mitte des 17. Jahrhunderts

Die Entwicklung der abendländischen Naturforschung erfolgt auch in der Physik zunächst in engster Anlehnung an die Überlieferungen der Antike, wobei man sich übrigens der Tatsache bewußt bleiben muß, daß erst seit dem Ausgang des 18. Jahrhunderts das Wort Physik einen dem heutigen ähnlichen Begriffsinhalt bezeichnet. Die allmähliche Loslösung von der antiken Überlieferung, die kritische Einstellung zu den aus ihr entnommenen Schullehren, kurzum der bewußte Übergang von einer bloßen und vorwiegend buchmäßig bedingten Wissenschaft zur ständig an der Naturwirklichkeit nachgeprüften Forschung bezeichnet den langen Zeitraum des Selbständigwerdens der abendländischen Naturforschung. Er kann in den ersten Jahrzehnten des 17. Jahrhunderts als grundsätzlich abgeschlossen gelten, und hier etwa endet in der Geschichte der Physik das Mittelalter.

Der Name Akustik ist zu dieser Zeit noch nicht vorhanden, sondern die damals bekannten akustischen Erscheinungen werden in der theoretischen Musik- oder Harmonielehre abgehandelt, wobei neben den sog. „Problemen des Aristoteles" die „Fünf Bücher über Musik" des Anicius Manlius Severinus Boethius die Hauptquellen für die Kenntnis der musiktheoretischen Lehren des Altertums waren. Man wußte, daß der Schall sich durch die Luft fortpflanzt, war — wie zahlreiche Erzählungen und Dichtungen beweisen — mit dem Echo bekannt und faßte den Vorgang der Bildung von Tönen verschiedener Höhe ungefähr so auf, wie wir es in der folgenden Stelle des Boethius dargestellt finden:

„Wenn sich alle Dinge im Zustande der Ruhe befinden, so würde kein Klang unser Gehör berühren. Dies würde aber geschehen, weil bei dem

Aufhören aller Bewegung die Dinge unter sich keinen Schlag erregen könnten; zur Existenz der Stimme (d. h. des Schalles) ist also der Schlag nötig. Dem Vorhandensein des Schlages muß aber notwendigerweise Bewegung vorangehen. Wenn also Stimme existieren soll, so muß auch Bewegung vorhanden sein. Jede Bewegung hat in sich bald das Moment der Schnelligkeit, bald das der Langsamkeit. Wenn also eine Bewegung beim Schlagen langsam ist, so wird ein tieferer Klang erzeugt. Denn wie die Langsamkeit dem Stillstande am nächsten kommt, so ist auch die Tiefe der Schweigsamkeit benachbart. Eine schnelle Bewegung ergibt einen hohen Klang. Außerdem gelangt eine tiefe Stimme durch Erhöhung bis zur Mitte, eine hohe aber durch Erniedrigung. Daher kommt es, daß jeder Klang gleichsam aus gewissen Teilen zusammengesetzt zu sein scheint. Die ganze Verbindung der Teile wird durch eine gewisse Proportion zusammengefügt . . . Die Proportionen betrachtet man aber hauptsächlich in den Zahlen . . . Nach den vielfachen oder überteiligen Proportionen hört man die konsonnierenden oder dissonierenden Töne. Die konsonnierenden Töne sind die, welche gleichzeitig geschlagen einen angenehmen und vermischten Klang untereinander verbinden. Dissonierende sind die, welche zugleich geschlagen keinen lieblichen und vermischten Klang erzeugen." (Nach der Übersetzung von Oscar Paul.)

Die Grundvorstellungen dieser Auffassung hielten sich bis tief ins 18. Jahrhundert hinein, und ebenso ward das schon von Vitruv benutzte Beispiel der Ausbreitung von Wellenkreisen auf der Wasseroberfläche fortab als Veranschaulichung der Schallausbreitung benutzt, wobei schon Vitruv darauf aufmerksam macht, daß im Gegensatz zur flächenhaften Ausbreitung der Wasserwellen, die Fortpflanzung des Schalles in der entsprechenden räumlichen Form, also in Kugelwellen fortgehen muß.

Die weitaus wichtigste Leistung des Altertums auf dem Gebiete der Akustik ist aber ohne Zweifel die Erkenntnis des Zusammenhanges zwischen Tonhöhe und Saitenlänge bzw. Pfeifenlänge, die der stark mythischen Persönlichkeit des Pythagoras zugeschrieben wird und sicher in seiner Schule gewonnen worden ist. Vielleicht wurde auch damals schon als Vorführungsgerät für die Zusammenhänge der harmonischen Töne, das Monochord, benutzt, das uns aber erst in einer zur Zeit als echt geltenden Schrift des Euklid, der Katatomé Kanónos (Einteilung des Grundmaßes) beschrieben wird. Was sonst von der Entdeckungsgeschichte dieser Gesetzmäßigkeiten durch Pythagoras erzählt wird, trägt so stark die Züge reiner Erdichtung, daß es nicht zur Grundlage weitergehender Schlüsse gemacht werden darf. Insbesondere dürfte dies für die noch bei Kircher auftauchende Behauptung gelten, daß Saiten gleicher Länge und Dicke in Grundton, Oktave und Quinte der höheren Oktave erklingen, wenn man sie durch Gewichte spannt, die untereinander im Verhältnis 1 : 2 : 3 stehen. Aus diesem Grunde erscheint es aber auch fraglich, daß bereits im Altertum die Schwingungszahl als die für die Tonhöhe maßgebende Größe erkannt wurde. Man darf, glaube ich, einer so frühen Zeit, welche die Mehrzahl ihrer Kenntnisse mehr der Feinheit einer Beobachtung alltäglicher Vorgänge und praktischer Handgriffe verdankte als überlegt angestellten Versuchen, nur solches Wissen auf dem Gebiete der Akustik zuweisen, das sich bei praktischer Ausübung der Musik unmittelbar erwerben ließ. Dazu gehört gewiß die Erfassung des einfachen zahlenmäßigen Zusammenhanges zwischen Tonhöhen und

Abb. 1. Darstellung eines Monochords nach einem Holzschnitt aus der „Musica theorica" des Lodovico Fogliano (Venedig 1529)

Saiten- oder Pfeifenlängen, schwerlich aber die weit schwierigere Einsicht in den Zusammenhang zwischen Tonhöhe, Spannung und Dicke einer Saite. Dagegen besteht keine Veranlassung, an der Kenntnis der Resonanzvorgänge in ihrer einfachsten Gestalt bei antiken Musikern zu zweifeln, und Aristides Quintilianus bediente sich bereits kleiner Strohhalmstückchen zum Nachweis der Saitenresonanz. Es heißt nämlich bei ihm: „Wenn jemand auf die eine von zwei gleichtönigen Saiten einen kleinen, leichten Halm auflegen würde, die andere, ein Stück von der ersten entfernte Saite aber anschlüge, so würde er die halmtragende sehr kräftig mitbewegt sehen."

Auch bei Leonardo da Vinci, der ja ein ebenso ausgezeichneter Musiker wie Maler und Ingenieur war, begegnen wir im allgemeinen nur Äußerungen über Schallerscheinungen, wie sie der antiken Überlieferung oder der Kenntnis des praktischen

Ingenieurs und des ausübenden Musikers entsprechen. Nur wenn er die Frage aufwirft: „Falls eine Stimme des Echos bei 30 Ellen (Abstand) in 2 Zeitteilen antwortet, in wieviel Zeitteilen wird eine antworten, die 100 Ellen entfernt ist?", greift er damit seiner Zeit voraus und rührt an Probleme, die erst die folgenden Jahrhunderte zu lösen wußten.

Wenn man die entscheidende Leistung auf dem Gebiete akustischer Forschung für die Zeit des beginnenden 17. Jahrhunderts bezeichnen will, so hat man sie, meine ich, in der Feststellung zu sehen, daß es die Schwingungszahl ist, welche die Höhe eines Tones bestimmt. Wem wir diese Einsicht zu danken haben, steht bisher nicht fest; ebensowenig, auf welchem Wege man zu ihr gelangte. Jedenfalls finden wir sie nahezu gleichzeitig von Galilei in seinen „Discorsi" und von Mersenne in seinen „Harmonicarum libri XII" ausgesprochen. Im Rahmen der Erörterungen, die den Inhalt der Gespräche des ersten Tages der „Unterredungen" bilden, gibt Galilei eine physikalische Erklärung für die Erscheinung des Mitschwingens gleichtöniger Saiten. Sie kommt nach ihm dadurch zustande, daß die von einer schwingenden Saite ausgehenden Erschütterungen von der Luft fortgepflanzt werden und die zweite Saite zu immer stärkerer Schwingung erregen, weil sie ähnlich wie beim Läuten schwerer Kirchenglocken als Anstöße wirken, die „alle in der passenden Zeit" erfolgen. Er spricht dann aber auch klar und unmißverständlich aus, „daß das primäre, unmittelbare Verhältnis der akustischen Intervalle weder von der Länge der Saiten, noch von ihrer Spannung, noch von ihrem Querschnitt bedingt wird, sondern von der Anzahl der Schwingungen und Lufterschütterungen, die unser Trommelfell treffen und es in demselben Takte erzittern lassen."

Bei ihm wie bei Mersenne, dem Scheel unter den Physikern seines Zeitalters, ist aber nun auch die volle Kenntnis der Abhängigkeit zu finden, in der die Schwingungszahl einer Saite von deren Länge, Dicke und Spannung steht. Vielleicht — doch dies bleibt Vermutung — wurde man auf diese Erkenntnis hingeleitet, als man die märchenhaften Berichte über die von Pythagoras gemachten Feststellungen im Sinne des neuen Zeitalters einer Nachprüfung an der Erfahrung unterzog. Im Zusammenhange mit seinen harmonischen Untersuchungen wurde Mersenne auch zu Untersuchungen über die Festigkeit von Saiten geführt, die er wohl als Erster in Reißlängen ausdrückte. Auch machte er den Vorschlag zu einem akustischen Feuchtigkeitsmesser. Es sollte nämlich eine auf einen bestimmten Ton abgestimmte Darmsaite in freier Luft ausgespannt werden. Ein geringerer Feuchtigkeitsgehalt der Luft wird sich dann durch ein Sinken, ein höherer durch ein Steigen der Tonhöhe bemerkbar machen.

Mersenne nahm ferner schon die Bearbeitung zweier Fragen in Angriff, auf welche erst im Verlaufe der nächsten hundert Jahre eine voll befriedigende Antwort gegeben werden konnte. Durch Zählung der Pulsschläge, die zwischen dem Aufblitzen eines Schusses und der Wahrnehmung des Knalles erfolgen, bestimmte er die Schallgeschwindigkeit und setzte damit einen von Francis Bacon wohl zuerst angeregten Versuch in die Tat um. Gassend, bekannt als Erneuerer der demokriteischen Atomistik, suchte anschließend die Unabhängigkeit der Schallgeschwindigkeit von der Tonhöhe darzutun, indem er die Messung einmal für den hellen Knall eines Gewehres und das andere Mal für den dumpfen Ton eines Kanonenschusses

Abb. 2. Darstellung musikalischer Instrumente in Reischs „Margarita philosophica" (Straßburg 1504)
Auf der Waage werden die Gewichte der Schmiedehämmer bestimmt, aus deren Schlag Pythagoras den harmonischen Dreiklang herausgehört haben soll

durchführte. Dann aber war Mersenne bereits um die Ermittlung der wahren Schwingungszahlen der Töne bemüht, wenngleich er damit wenig Erfolg hatte.

Schließlich bleibt noch eines Versuchs zu gedenken, den Athanasius Kircher in Vorschlag brachte. Kurz nach der Entdeckung des Luftdrucks durch Torricelli führte in Rom der Pater Berti 1647 den Torricellischen Versuch statt mit Quecksilber, mittels Wasser aus. Torricelli und seine Anhänger behaupteten nun bekanntlich, daß der Raum oberhalb der Sperrflüssigkeit ein leerer Raum sein müsse, eine Behauptung, der vor allem Kircher lebhaft widersprach, der an der alten Lehre von der fuga vacui festhielt. Um aber die strittige Frage versuchsmäßig zur Entscheidung zu

bringen, ließ er in den angeblich leeren Raum eine kleine Glocke einschließen und sie mittels eines magnetisch von außen her betätigten Hammers anschlagen. Er war der zutreffenden Ansicht, daß das Vorhandensein einer Luftleere außer Zweifel stünde, wenn der Ton der Glocke nicht wahrnehmbar wäre. Der Versuch wurde sowohl von Kircher wie von Mersenne angestellt, sein Erfolg schien aber damals gegen das Vorhandensein eines Vakuums im oberen Teile des Wasserbarometers zu sprechen, und selbst Guericke gelangte ja später bekanntermaßen auch nicht zu völlig eindeutigen Ergebnissen, wenn er auch durch seine Versuche die Notwendigkeit der Luft für die Schallausbreitung als bewiesen ansah.

2. Akustische Fragestellungen und Theorien bis zur Mitte des 18. Jahrhunderts

Dem ganzen 17. Jahrhundert wohnt eine Neigung zu gravitätischer Spielerei inne. Sie äußert sich in der Lust an barocken Gartenanlagen mit Grotten und Springbrunnen, sie findet in der deutschen Literatur ihren Ausdruck in den mannigfachen Arten „anmutiger Gesprächsspiele" und sie zeigt sich in der Naturwissenschaft in der Freude am Absonderlichen und Wunderbaren. Die großen Systembildner fehlen während dieses Zeitraums. Sie stehen nur an seinem Anfang, wie Kepler und Galilei, und erst wieder an seinem Ende wie Newton oder Leibniz. Guericke, dessen Wirksamkeit in die Mitte des 17. Jahrhunderts fällt, ist ein Außenseiter. Athanasius Kircher, die Mitglieder der Academia del Cimento in Florenz und die Akademiker der Royal Society stellen den Zeittypus des Naturneubegierigen beinahe in Reinkultur dar. Das Sammeln von Tatsachen wird wie das Sammeln von anatomischen Präparaten, Tieren und Mineralien eifrig betrieben, der Wille zur zusammenfassenden Bearbeitung des aufgehäuften Bestandes bleibt gering.

Auch in der Akustik wird dieser Zug der Zeit spürbar. Mersenne ist noch im wesentlichen Forscher, gewiß kein Physiker ersten Ranges, aber doch von mehr Willen zur Erkenntnis als zu bloßer Kenntnis beseelt. Für Kirchers ganze Art ist ein Werk wie seine „Phonurgia", die „Neue Hall- und Tonkunst", durchaus bezeichnend. Es wird darin ausschließlich von den Erscheinungen der Zurückwerfung des Schalles gehandelt, vom Echo als solchen, von vielfachen Echos und den mannigfachen Arten der Flüstergewölbe. Gern möchte sich Kircher auch die Erfindung des Sprachrohrs zueignen, doch bleiben seine Ansprüche darauf fragwürdig und die Wahrscheinlichkeit spricht dafür, daß es eine Erfindung Morlands ist, die er 1671 bekannt gab. Das Hörrohr soll dagegen — nach Wellmann — schon im ersten nachchristlichen Jahrhundert von Archigenes aus Apameia den Ärzten empfohlen worden sein.

Man glaubte im 17. Jahrhundert übrigens auch, daß durch entsprechend lange Echowege der Schall sich in einem Kasten gleichsam eine Zeitlang aufbewahren ließe, und tüftelte zugleich bis tief ins

Abb. 3. Titelblatt der „Neuen Hall- und Tonkunst" (Nördlingen 1684)

18. Jahrhundert hinein über die zweckmäßigste Gestalt der Sprachrohre nach, die man auf Grund optischer Vorbilder elliptisch, parabolisch und hyperbolisch gestaltete, bis Lambert nachwies, daß eine

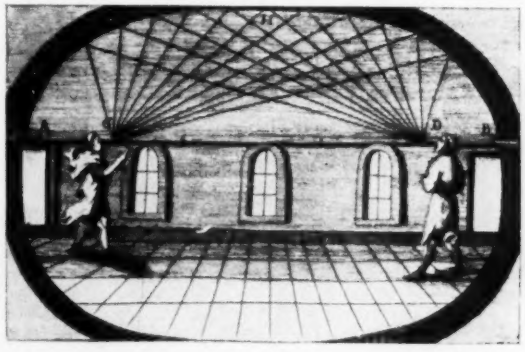


Abb. 4. Darstellung eines Flüstergewölbes [Aus „Neue Hall- und Tonkunst" (Nördlingen 1684)]

kegelförmige Gestalt des Rohres die empfehlenswerte ist. Aber noch in der Übersetzung dieser französisch geschriebenen Abhandlung Lamberts erging sich Huth, Professor der Mathematik und Physik an der Universität Frankfurt an der Oder, in langen Ausführungen darüber, ob das sog. Horn

Alexanders des Großen ein Sprachrohr gewesen sei. Kulturhistorisch bemerkenswert an Huths Darlegungen ist, daß er — wohl erstmals — von „technischer Physik" spricht, daß er das Sprachrohr als Gerät zur Einrichtung eines fernmündlichen Nachrichtendienstes, der auch dem Publikum gegen Gebühr zugänglich sein soll, in Vorschlag bringt und dabei empfiehlt, das neue Verfahren als „Telephon oder Fernsprecher" von der optischen Telegraphie zu unterscheiden.

Sieht man von akustischen Merkwürdigkeiten solcher Art ab, zu denen man auch die Ende des 17. Jahrhunderts verbreiteten Nachrichten über das Zerschreien oder Zersingen von Gläsern rechnen muß, so sind es in der Hauptsache drei Fragestellungen, die während des Zeitraums von 1650 bis 1750 in der Akustik behandelt werden. Die Bestimmung der Schallgeschwindigkeit, die Ermittlung der absoluten Schwingungszahlen der Töne und die Erörterungen über das Wesen der Schwingung tönender Körper bilden die hauptsächlichen Gegenstände der Forschung. Betrachten wir sie hier einmal in der umgekehrten Reihenfolge.

„Der Schall", so etwa lehrt um 1750 Nollet, „entsteht für gewöhnlich beim Anprall oder Zusammenstoß zweier Körper, deren Teile dabei erschüttert werden und nun allseits bis auf eine bestimmte Entfernung hin auch das sie umspülende Mittel in Bebung versetzen. Die Erschütterung teilt sich auch andern dafür empfänglichen Körpern mit, die sich innerhalb dieses Wirkungskreises (sphére d'activité) befinden, so daß ein und dieselbe angeschlagene Glocke für eine Vielzahl von Menschen rundum hörbar wird. Man muß also eine Untersuchung der Schallvorgänge 1. auf den tönenden Körper, 2. auf das Mittel, in welchem die Schallausbreitung erfolgt, und 3. auf das Aufnahmeorgan erstrecken."

„Man hatte", und dies ist nun die besondere Lehre über die Schallentstehung, die das 18. Jahrhundert ausbildete, „bisher angenommen, daß die Körper infolge der Schwingungen tönen, die sie als ganze ausführen. Von dieser falschen Vorstellung ist man aber abgekommen dank der Arbeiten von Perrault, Carré und de la Hire. Der letztgenannte Akademiker weist mittels eines ganz einfachen Versuches nach, daß die Schallerzeugung auf die Schwingungen der unsichtbaren Teilchen zurückzuführen ist. Man hänge, so sagt er in den Mémoires de l'Académie des sciences 1716 Seite 264, eine Kohlenzange über die eine Hand, drücke mit der andern die Schenkel der Zange zusammen und lasse sie dann wieder frei. Sie beginnen zu schwingen, aber man vernimmt keinen Ton. Schlägt man sie jedoch mit dem Finger oder einem festen Körper an, so geraten sie ganz wie das erstemal in Bewegung, geben aber nun einen vernehmlichen Ton. Um welchen neu hinzutretenden Umstand kann es sich hier handeln, außer um ein Erzittern der Teilchen des Eisens, das man auch fühlt, wenn man die Zange leicht mit der Hand berührt."

Den Versuch einer Bestimmung der absoluten Schwingungszahlen hatte bereits Mersenne unternommen. Er zählte die Schwingungen sehr langer Saiten und verkürzte dann die Saitenlänge, bis ein musikalisch gebräuchlicher Ton hörbar wurde, dessen Schwingungszahl nunmehr rechnerisch aus dem Verhältnis der Saitenlängen bestimmt werden konnte. Naturgemäß war dieses Verfahren sehr ungenau. Sauveur, der übrigens schwerhörig war, bediente sich daher 1700 für seine Bestimmung von Schwingungszahlen einer andern, den praktischen Musikern sicher seit langem bekannten Erscheinung, der Schwebungsstöße. Auf Grund seiner Untersuchungen schlug er dann auch vor, als Normton einen solchen von 100 Schwingungen festzusetzen. Man erhält ihn als den höheren von zwei Tönen, die je Sekunde 4 Stöße miteinander geben und deren Schwingungszahlen zueinander im Verhältnis 25 : 24 stehen. Praktisch verfuhr Sauveur so, daß er zwei Orgelpfeifen im Verhältnis zu einer dritten auf die kleine bzw. große Terz abstimmte und fand dabei, daß eine Orgelpfeife von 5 Fuß Länge den gewünschten Normton gab. Einer achtmal längeren Pfeife schrieb er mit $12^1/_2$ Schwingungen je Sekunde den tiefsten hörbaren Ton zu, der 64fach kürzeren Pfeife den nach seiner Meinung höchsten hörbaren Ton von 6400 Schwingungen sekundlich (vgl. E. Mach, Joseph Saveur, in: Mitt. d. Deutsch. math. Ges. zu Prag, 1892).

Eine wirklich genaue Festlegung des Kammertons konnte aber erst über ein Jahrhundert später erfolgen. Auf Grund der umfangreichen und sorgfältigen Arbeiten Scheiblers setzte die Versammlung deutscher Naturforscher und Ärzte 1834 das eingestrichene a als Kammerton von 340 Vollschwingungen je Sekunde fest. Das wichtigste Hilfsmittel zu diesem Zweck, die Stimmgabel, die fortan statt der früher benutzten Stimmpfeife Verwendung fand, soll 1711 von dem königlichen Trompeter John Shore erfunden worden sein; doch fehlen bisher anscheinend alle näheren Angaben über den Erfinder wie über die Umstände dieser so wichtigen Erfindung.

Auch ein zweiter Weg zur Ermittlung der absoluten Schwingungszahlen war im Beginn des 18. Jahrhunderts bereits beschritten worden. Nachdem schon 1681 Robert Hooke eine Sirene einfachster Art benutzt hatte, bediente sich ihrer 1706 Vittorio Stancari, der mittels eines Rades von drei Fuß Durchmesser, in dessen Umfang 200 etwas hervorstehende Nägel eingeschlagen waren, nachwies, daß die Höhe der damit erzeugbaren Töne der Umlaufsgeschwindigkeit des Rades proportional ist. Bedeutung erlangten Untersuchungen dieser Art aber erst im Beginn des 19. Jahrhunderts, als

Cagniard la Tour und vor allem Felix Savart sich der Lochsirene an Stelle des Nagelrades bedienten.

Was schließlich die Bestimmung der Schallgeschwindigkeit in freier Luft anlangt, so waren die Ergebnisse der Messungen von Mersenne und Gassend um die Jahrhundertwende durch die Untersuchungen englischer wie französischer Forscher beträchtlich verbessert worden, und insbesondere Derham hatte ausgedehnte Beobachtungsreihen unter verschiedenen Witterungsbedingungen angestellt. Newton hatte zugleich in seinen „Philosophiae naturalis principia mathematica" die erste Theorie einer Ausbreitung der „Pulse" in einem elastischen Mittel aufgestellt, bei der zahlenmäßigen Auswertung seiner Formel jedoch Werte erhalten, die von den Versuchsbefunden recht erheblich abwichen. Man begnügte sich allgemein bei der von ihm gegebenen Erklärung, daß er „bei dieser Rechnung keine Rücksicht auf die Dicke der festen Teilchen der Luft genommen (habe), durch welche sich der Schall augenblicklich fortpflanzt", und daß ferner die der Luft in wechselndem Betrage beigemengten „Dämpfe" für die Abweichung der berechneten von den beobachteten Werten verantwortlich seien. Erst die Untersuchungen von Laplace deckten bekanntlich 1816 die tieferen Ursachen dieser Unstimmigkeit auf. Dagegen regte die verhältnismäßig gute Übereinstimmung, welche die durch Versuche ermittelten Werte für die Schallgeschwindigkeit untereinander aufwiesen, bereits 1741 den schwedischen Ingenieur Jonas Meldercreuz zu dem Vorschlag einer Schallortung an, über die er in einer der schwedischen Akademie der Wissenschaften vorgelegten Abhandlung berichtete, worin sich auch schon die Grundformeln für die Ermittlung einer Geschützstellung aus Schallmessungen finden.

Betrachtet man rückschauend die Hauptlinien dieser Entwicklung der Akustik, der Samuel Reyher 1693 erstmals ihren Namen gab, so sieht man, daß es im wesentlichen die aus der Wissenschaft selbst fließenden Anregungen waren, die den Gang der Entwicklung bestimmten. Dies gilt nicht ganz so ausschließlich für den jähen Aufschwung, den die Akustik um die Wende des 18. zum 19. Jahrhundert nahm.

3. Die Entwicklung der akustischen Forschungen bis zum Auftreten von Helmholtz

Wenn man — abgesehen von den immer stärker einsetzenden elektrischen Untersuchungen — das Wesen der physikalischen Forschung des 18. Jahrhunderts zu kennzeichnen sucht, so wird man diesen Zeitraum mit einem gewissen Recht als das Jahrhundert der theoretischen Physik bezeichnen können. Newtons „Mathematische Grundlagen der Naturlehre" hatten dargetan, welch gewaltiges Hilfsmittel physikalischer Forschung mathematisch unterbaute Theorien waren. Als nun dank der genialen Formgebung durch Leibniz die Infinitesimalrechnung zu einem weit leichter zu handhabenden Werkzeug geworden war als das Newtonsche Fluxionenverfahren, kam es in der an Leibniz und die Brüder Bernoulli sich anschließenden französischen Mathematikerschule zur Entwicklung eines zunächst auf die Mechanik beschränkten Systems der theoretischen Physik, an dessen Ausbau vor allem d'Alembert, Euler und Lagrange beteiligt waren. Zu ihnen gesellten sich Daniel Bernoulli, Lambert und Laplace. Etwas abseits und vereinzelt steht in England als Vertreter der Newtonschen Schule Brook Taylor.

Wie man in der Experimentalphysik für die zweite Hälfte des 18. Jahrhunderts von einem Elektrizitätstaumel gesprochen hat, könnte man auch von einem Enthusiasmus der angewandten Mathematik reden. Es gab kaum ein Gebiet der Mechanik, auf das man die mathematische Form der Untersuchung nicht in ausgedehntestem Maße zur Anwendung brachte. In solchem Zusammenhange kam es auch zu umfangreichen Untersuchungen über die Schwingungen von Saiten, Stäben und Pfeifen, wie sie von den obengenannten Forschern durchgeführt wurden. Euler vermochte unter anderem in insgesamt 16 Abhandlungen eine Theorie der fortschreitenden Seilwellen sowie der stehenden Schwingungen zu entwickeln, die später durch die Versuche der Brüder Weber bestätigt wurde. Manche dieser Bemühungen wurden aber durch den Umstand beeinträchtigt, daß über die Zulässigkeit oder Unzulässigkeit der für die theoretische Untersuchung erforderlichen vereinfachenden Annahmen wenig Sicherheit bestand, und so blieb die Mehrzahl von ihnen eigentlich unwirksam oder, besser vielleicht, solange zur Wirkungslosigkeit verurteilt, bis an Hand der experimentellen Ergebnisse die Spreu vom Weizen gesondert werden konnte.

Ernst Florens Friedrich Chladni, der unscheinbare Sohn des ansehnlichen Professors der Rechtswissenschaften an der Universität Wittenberg, ist der wahre Schöpfer der experimentellen Akustik, deren Zeitalter mit der Herausgabe seines Lehrbuches „Die Akustik" 1802 eröffnet wird. Erst Chladni lehrte zwischen transversalen und longitudinalen Schwingungen unterscheiden. Er ist der Entdecker der Drehschwingungen, deren Sonderart auch noch nach ihm mehrfach bestritten wurde, er zuerst zeigte, wie sich mittels der Longitudinalschwingungen von Stäben die Schallgeschwindigkeit in festen Körpern und durch Anblasen von Pfeifen mit verschiedenen Gasen die Geschwindigkeit der Schallausbreitung in diesen Gasen ermitteln läßt. Ein Nebenergebnis solcher Untersuchungen war der Nachweis, daß man es bei den Tönen der von dem

englischen Chemiker Higgins 1777 erfundenen chemischen Harmonika mit reinen Pfeifentönen zu tun hat. Das größte Erstaunen unter den Zeitgenossen riefen aber doch die Klangfiguren hervor, zu denen sich Sand auf schwingenden Platten anordnet, und zu deren Darstellung Chladni durch die Lichtenbergschen elektrischen Staubfiguren veranlaßt worden war.

Gewiß war Chladni, von dem Henrik Steffens so schön sagt, daß er, ein kleiner, wunderlicher, grillenhafter Mann, sich das Erz zu seinem Denkmal aus den Weltenräumen gesammelt und mit den flüchtigen Figuren des Klanges bezeichnet habe, eine ausgesprochen geniale Natur. Aber er kam

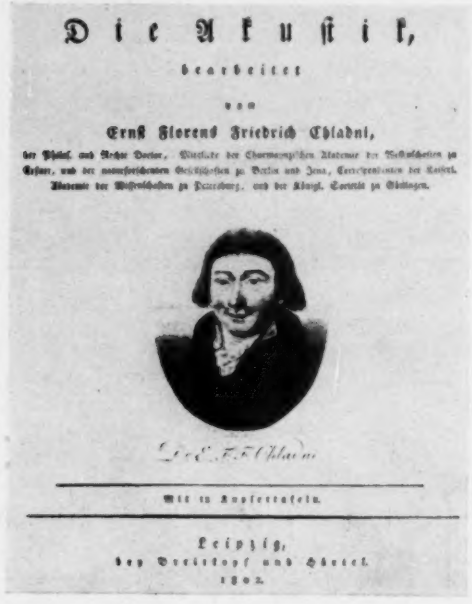

Die Akuſtik,
bearbeitet
von
Ernſt Florens Friedrich Chladni,
Mit 12 Kupfertafeln.
Leipzig,
bey Breitkopf und Härtel.
1802.

Abb. 5. Titelblatt der „Akustik“ mit Porträt Chladnis (1802)

mit seinen Forschungen auch in stärkstem Maße einem Zeitbedürfnis entgegen. Das ausgehende 18. Jahrhundert und die erste Hälfte des neunzehnten steht zumindest für Deutschland ganz im Zeichen der Musik und vor allem auch der Hausmusik. Über den Rahmen des rein Musikalischen hinaus brachte man in weiten Kreisen auch der theoretischen Akustik lebhafte Teilnahme entgegen, und in den angesehenen Musikzeitschriften fanden wissenschaftliche Erörterungen, sofern sie sich nicht in ein gar zu theoretisches Gewand kleideten, gern und jederzeit Aufnahme. Insofern ähnelt die Situation der Akustik zur Zeit Chladnis der heutigen, in der auch von außen her, von seiten des Rundfunks, die wissenschaftliche wie die praktische Akustik, die lange Zeit brach gelegen hatten, plötzlich stärkste Antriebe empfangen und sich ganz unerwarteten Fragestellungen gegenüber sehen.

Der persönliche Umgang mit Chladni, zu dem sich in Wittenberg im Hause des Professors Langguth die Gelegenheit ergab, leitete auch die Brüder Ernst Heinrich und Wilhelm Weber zu ihren Experimentaluntersuchungen über Wellenbewegungen hin, durch deren Ergebnisse die Untersuchungen Chladnis über die Klangfiguren von Platten und Glocken erst voll verständlich wurden. Als diese „Wellenlehre auf Experimente gegründet oder über die Wellen tropfbarer Flüssigkeiten mit Anwendung auf die Schall- und Lichtwellen“ 1825 erschien, ward sie von den Verfassern mit Recht „dem verehrten Freunde Chladni, dem Begründer

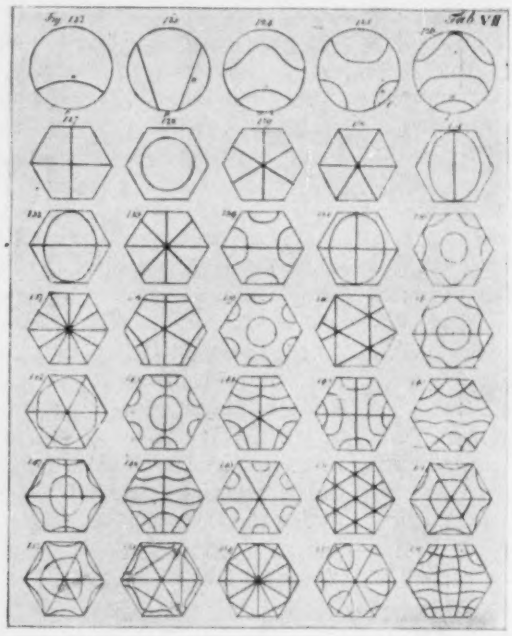


Abb. 6. Klangfiguren (Kupferstich aus Chladnis „Akustik“)

einer auf Versuchen beruhenden Akustik, dem Erfinder einer neuen Klasse musikalischer Instrumente, dem ersten Erforscher der auf die Erde niedergefallenen meteorischen Massen“ gewidmet. Zugleich kennzeichnet aber das Werk schon in seinem Titel jene bedeutsame Wendung, welche die gesamte physikalische Forschung durch den Sieg der Wellentheorie des Lichtes über die ältere Emissionstheorie zu dieser Zeit genommen hatte.

Thomas Young war der Prinz aus Genieland, der die geistreichen Anregungen gab, Fresnel, der jung an der Schwindsucht starb, der Mann, der sie kongenial durchführte. Young schuf die ersten Veranschaulichungsmittel für die Wellenlehre, die Wellenstäbchen, und ein Gerät zur Projektion von Wasserwellen in durchfallendem Licht. Er bemühte sich, seinen Zeitgenossen das Wesen der Interferenzvorgänge zu erläutern und ihnen so das Verständnis

derjenigen Erscheinungen zu erschließen, die sich optisch bei der Bildung der Newtonschen Farbenringe, akustisch in den Schwebungen äußern. Aber der Bericht, den Vieth 1805 und 1806 über die ersten Youngschen Arbeiten in Gilberts Annalen der Physik erstattet, und bei dem er des öfteren gesteht, daß es ihm nicht gelingen wolle, die Ansichten des englischen Physikers vollkommen zu erfassen, zeigt zugleich, wie schwer es der Mehrzahl der Naturwissenschafter damals wurde, sich Interferenzerscheinungen zweier Wellenzüge vorzustellen. Young und wohl alle Physiker nach ihm hielten auch bis auf Helmholtz' Zeit an der Auffassung fest, daß kein grundsätzlicher Unterschied zwischen den Schwebungen und den sog. Kombinationstönen besteht, die vielleicht schon den alten Orgelbauern vertraut waren, sich aber zuerst 1744 bei Andreas Sorge ausdrücklich erwähnt finden und dann als sog. Tartinische Töne allgemein bekannt wurden.

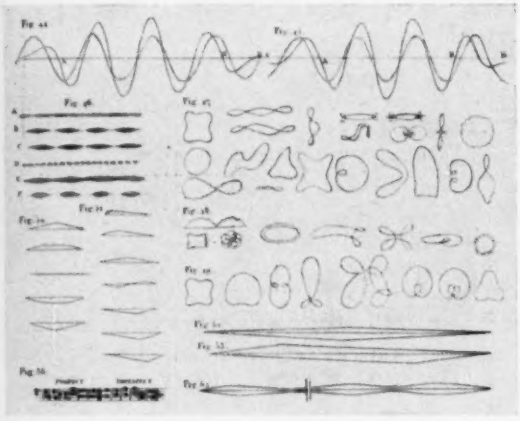


Abb. 7. Darstellung der Interferenz von Wellen sowie stehender Wellen auf Satien nach einer Kupfertafel aus Youngs „Course of lectures on natural philosophy" (London 1807)

Die auf der rechten Tafelhälfte wiedergegebenen Linienzüge veranschaulichen die Lichtkurven eines hell beleuchteten Punktes einer schwingenden Saite

Man vertrat während der ersten beiden Drittel des 19. Jahrhunderts die Ansicht, daß die Schwebungen als Kombinationstöne hörbar werden, sobald ihre Zahl je Zeiteinheit in den Hörbarkeitsbereich des menschlichen Ohres fällt.

Untersuchungen über diese Kombinationstöne und dann vor allem der Streit um das Wesen des Klanges bilden den Hauptgegenstand der akustischen Untersuchungen während der ersten Hälfte des 19. Jahrhunderts. Auch Georg Simon Ohm, der verbittert über die Mißachtung, mit der man in Deutschland seinen elektrischen Untersuchungen begegnete, für lange Zeit alle Lust an wissenschaftlichen Untersuchungen eingebüßt hatte, griff in diesen Streit um das Wesen eines Klanges ein und vertrat 1839 gegen August Seebeck den Standpunkt, daß unser Ohr nur einfache Sinusschwingungen als reinen Ton empfindet, und daß es aus einem Klang als dem Gemisch derartiger pendelartiger Schwingungen die aufbauenden einfachen Sinusbewegungen als Grundton und Obertöne herauszuhören vermag.

Mit dieser Arbeit ist eine neue und wichtige Wendung in den Fragestellungen der Akustik bezeichnet. Es ist das Problem der Klanganalyse, das nunmehr aufgeworfen wird, das dann vor allem durch die Untersuchungen von Helmholtz gefördert wurde und das gerade gegenwärtig wieder einen Hauptgegenstand der physikalischen Forschung bildet. Von jetzt an treten neben den

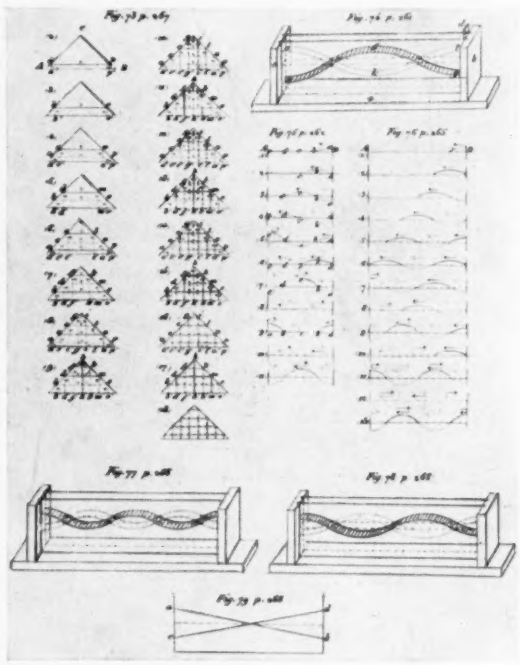


Abb. 8. Wellenrinne
[Kupferstich aus Webers „Wellenlehre" (1825)]

physikalischen auch die physiologischen Untersuchungen über den Hörvorgang wieder stärker in die Erscheinung und die ergänzenden tonpsychologischen Forschungen klären Fragen, die schon im Altertum einen Gegenstand des Streites zwischen der Schule des Aristoxenes und den Pythagoräern gebildet hatten.

Zusammenfassung

Die Entwicklung der wissenschaftlichen Akustik wird für den Zeitraum von rund 500 vor Christi Geburt bis etwa zum Auftreten von Helmholtz kurz dargestellt. Es zeigt sich, daß bis zum Beginn des 17. Jahrhunderts in der Hauptsache nur das antike Wissen Gegenstand reproduktiver Wiedergabe ist. Dann wird durch Galilei und Mersenne

der Zusammenhang zwischen Tonhöhe und Schwingungszahl sichergestellt. Anschließend bemüht man sich um die Bestimmung der Fortpflanzungsgeschwindigkeit des Schalls und die Ermittlung der absoluten Schwingungszahlen. Angeregt durch Newton wird in der zweiten Hälfte des 18. Jahrhunderts hauptsächlich die mathematische Behandlung der Saiten- und Stabschwingungen in Angriff genommen, während um die Wende des 18. Jahrhunderts zum 19. durch Chladni die gesamte Akustik auch experimentell auf eine neue Grundlage gestellt wird. Der Ausbau der Wellenlehre durch Thomas Young und die Brüder Weber erschließt ein tieferes Verständnis der akustischen Erscheinungen und leitet zu den bis in die Gegenwart reichenden Untersuchungen über die Natur der Klänge über.

Literaturverzeichnis

In den im folgenden angeführten Werken und Abhandlungen findet man weitere Literaturhinweise. Außer Betracht geblieben sind alle rein biographischen Schriften.

U. N. Beltz, Abhandlung vom Schalle. Erschienen in deutscher Sprache unter dem Titel: Dissertation sur le son et sur l'ouie, Berlin, Haude und Spener 1764.

Boethius, Fünf Bücher über die Musik. Übertragen und erklärt von Oscar Paul, Leipzig 1872.

P. Brunet und A. Mieli, Histoire des sciences, Antiquité, Paris 1935.

E. F. F. Chladni, Die Akustik, Leipzig 1802; Neue Beiträge zur Akustik, Leipzig 1817; Beiträge zur praktischen Akustik, Leipzig 1821; Kurze Übersicht der Schall- und Klanglehre, Leipzig 1827.

H. W. Dove, Repertorium der Physik; darin Akustik in Bd. III (Roeber, Strehlke), Bd. IV und VI (A. Seebeck), Berlin 1839, 1842, 1849.

F. M. Feldhaus, Die Technik der Vorzeit, Leipzig 1914.

J. C. Fischer, Geschichte der Physik, Bd. 1—8, Göttingen 1801—1808.

Galileo Galilei, Unterredungen und mathematische Demonstrationen. 1. und 2. Tag. Übers. u. herausg. von A. von Oettingen, Leipzig 1894, Ostwalds Klassiker der exakten Wissenschaften, Nr. 11.

J. S. T. Gehler, Physikalisches Wörterbuch, Bd. 1—6, Leipzig 1798—1801.

E. Gerland und H. von Steinwehr, Geschichte der Physik, München 1913.

E. Graf, Die Theorie der Akustik im griechischen Altertum, Schulprogramm Gumbinnen 1894.

A. Heller, Geschichte der Physik, Bd. 1/2, Stuttgart 1882/84.

E. Hoppe, Geschichte der Physik, Braunschweig 1926.

J. St. Kestler, Physiologia Kircheriana experimentalis, Amsterdam 1680.

A. Kircher, Neue Hall- und Tonkunst. Deutsch von A. Cario, Nördlingen 1684.

J. H. Lambert, Abhandlung über einige akustische Instrumente. Aus dem Franz. übers. von Huth, Berlin 1796.

Jonas Meldercreuz, Von Abmessung der Weiten vermittelst des Schalles; in: Der Kgl. Schwedischen Akademie der Wissenschaften Abhandlungen auf das Jahr 1741. Übers. von A. G. Kästner, 3. Bd., Leipzig 1778. (Meldercreuz war laut Angabe des voranstehenden Mitgliederverzeichnisses der Akademie „Conducteur bei der königl. Fortifikation".)

F. M. Mersenne, Harmonicarum libri XII, Paris 1648.

I. Newton, Mathematische Prinzipien der Naturlehre. Herausg. von J. Ph. Wolfers, Berlin 1872.

W. Niemann, Sprechende Figuren. Ein Beitrag zur Vorgeschichte des Phonographen; in: Geschichtsblätter für Technik und Industrie, 7. Jahrg., Berlin 1920.

J. A. Nollet, Leçons de physique expérimentale, Tome III, Amsterdam 1754.

G. S. Ohm, Gesammelte Abhandlungen, herausg. von E. Lommel, Leipzig 1892.

S. Reyher, De natura et jure auditus et soni, Kiel 1693.

F. Rosenberger, Geschichte der Physik, Bd. 1—3, Braunschweig 1882—1890.

Max C. P. Schmidt, Altphilologische Beiträge, 3. Heft, Musikalische Studien, Leipzig 1909.

H. Schütte, Theorie der Sinnesempfindungen bei Lucrez, Schulprogramm Danzig 1888.

J. Tyndall, Der Schall, herausg. von H. Helmholtz und G. Wiedemann, Braunschweig 1869.

E. H. Vierth, Geschichte der Chladnischen Klangfiguren, Stettin 1870.

Vitruvius, Zehn Bücher über Architektur, übers. von F. Reber, Berlin o. J., Langenscheidtsche Bibliothek 110. Band.

E. H. Weber und W. Weber, Wellenlehre auf Experimente gegründet, Leipzig 1825.

Wilhelm Webers Werke, Erster Band (Akustik, Mechanik, Optik und Wärmelehre), Berlin 1892.

Otto Werner, Zur Physik Leonardo da Vincis, Dissertation Erlangen 1910.

Th. Young und John Gough über die Kombinationstöne; in: Gilberts Annalen d. Phys. Bd. 21, Halle 1805.

Th. Young, Untersuchungen über Schall und Licht; in: Gilberts Annalen d. Phys. Bd. 22, Halle 1806.

(Eingegangen am 20. Oktober 1936)

Die Bedeutung der Akustik im Rahmen der gesamten Physik und Technik

Von Erwin Meyer, Berlin
und E. Waetzmann, Breslau

(Vorgetragen von Erwin Meyer)

Inhalt: An Hand von Stichproben wird gezeigt, wie groß die Rolle ist, die die moderne Akustik im Rahmen der gesamten Physik und Technik spielt.

Unter den verschiedenen Zweigen der Physik zeigt die Akustik besonders eindrucksvoll die Wechselwirkung, die zwischen reiner und angewandter Wissenschaft herrschen soll. Es ist ja bekannt, daß die Akustik vor noch nicht langer Zeit ein nur wenig behandeltes Gebiet war, das abseits der großen Entwicklungslinie von Physik und Technik stand. Erst als die Forderungen des Krieges und dann vor allem die Forderung hochwertiger Schallübertragung in den verschiedenen Formen ganz neuartige Fragen und Aufgaben für die experimentelle Akustik stellten, setzte die große Entwicklung dieses Zweiges der Physik ein, in der wir heute mitten drinnen stehen. Wie überall in der Pysik, so war auch in der Akustik die Voraussetzung für eine wirklich systematische Entwicklung die Schaffung einer Meßtechnik, und dies um so mehr, weil die akustischen Leistungen außerordentlich klein (bis zu 10^{-16} Watt/cm^2) sind. Die

akustische Meßtechnik ist aufs engste mit der Entwicklung der Verstärkerröhre verknüpft. In diesem Zusammenhang kann man sogar sagen, daß die Akustik eine Elektroakustik geworden ist. Es gibt mit wenigen Ausnahmen kein Schallmeßverfahren mehr, sei es zur Bestimmung von Intensitäten, von Frequenzen oder von Fortpflanzungsgeschwindigkeiten, das nicht in großem Umfange die Hilfsmittel der Schwachstromtechnik benutzt. Es seien die Verstärkung genannt, ferner die verschiedenen Methoden der Wechselstromerzeugung und endlich die so weit durchgebildete elektrische Meßtechnik zur Anzeige von Mittel- oder Augenblickswerten der Schwingungsvorgänge. Um die einzelnen Größen eines Schallfeldes zu messen, sind heute die verschiedenartigsten Mikrophone, gerichtete und ungerichtete, Druck- und Schnelleempfänger in Anwendung; sie gestatten, ein Schallfeld fast ohne Störung des Feldes selbst oder jedenfalls mit nur kleinen und berechenbaren Störeinflüssen abzutasten. Das Wesentliche dabei ist aber, daß hierfür in der ganzen Niederfrequenzakustik, d. h. in dem Gebiet des Hörschalles, also in einem Frequenzbereich von 10 und mehr Oktaven, ein einziges Meßgerät ausreicht. Als Parallele dazu sei nur daran erinnert, daß der optische Bereich wenig mehr als eine Oktave ausmacht. Um diese meßtechnische Entwicklung würdigen zu können, braucht man nur die Messung der menschlichen Hörschwelle, wie sie einst in der klassischen Arbeit von M. Wien ausgeführt wurde, mit den heute dafür angewandten Methoden zu vergleichen. Dabei sei aber auch festgestellt, daß M. Wien im Gegensatz zu den damals bestehenden Vorstellungen den relativen Gang der Ohrempfindlichkeit in einem großen Frequenzbereich so fand, wie er heute noch gilt; lediglich die Absolutwerte haben sich geändert. An das eben gewählte Beispiel ist gleich die verallgemeinernde Bemerkung anzuschließen, daß die physiologische Akustik besonders großen Nutzen aus der elektroakustischen Meßtechnik gezogen hat. Dies kann kaum besser als durch die Tatsache beleuchtet werden, daß die meisten neueren physiologischen Erkenntnisse über die Hörvorgänge im äußeren, mittleren und sogar inneren Ohr in physikalischen und schwachstromtechnischen Laboratorien gewonnen worden sind. Umgekehrt muß aber gesagt werden, daß auch die Elektroakustik und allgemein die Schwachstromtechnik durch zunächst mehr physiologische Arbeiten große Förderung erfahren haben. Ein schönes Beispiel hierfür sind die schon vor dem Einsatz der Verstärkerröhre ausgeführten Untersuchungen von Waetzmann über die Kombinationstöne, allgemein über die nichtlinearen Verzerrungen des Ohres. Die Analogie des Ohres mit dem elektrischen Verhalten des Kohlemikrophons führte zur Angabe einer Meßmethode für nichtlineare Verzerrungen (Schwebungsmethode), die über die meist übliche Klirrfaktorbestimmung hinausgeht, und die daher neuerdings viel bevorzugt wird.

Aber nicht nur die elektroakustische Meßtechnik, sondern auch die gesamten Vorstellungen über die Schallausbreitung verbinden die Akustik eng mit der Elektrizitätslehre, insbesondere mit der Schwachstromtechnik. So läßt sich vor allem die Schallausbreitung in Röhren in unmittelbare Beziehung zu der Fortpflanzung der elektrischen Wellen längs Drähten bringen. Man kann zwar sagen, daß das Grundsätzliche der Schallabsorption in Röhren durch die klassischen Arbeiten von Stokes, Helmholtz und Kirchhoff längst geklärt ist und daß diesen Arbeiten auch heute, abgesehen von der molekularen Absorption, nichts wesentlich Neues hinzuzufügen ist. Doch ist die Art der Darstellung durch den Vergleich mit elektrischen Vorgängen, durch die Einführung von Analogien mit Strom und Spannung, wesentlich übersichtlicher geworden. Ein früher unbekannter Begriff spielt hier eine große Rolle, der des akustischen Widerstandes. Bekanntlich versteht man unter ihm das Verhältnis Schalldruck zu Schallschnelle. Dieser Begriff ist übrigens, wenn auch in etwas anderer Fassung, schon in älteren Arbeiten von Hahnemann und Hecht enthalten. Durch seine Einführung erhält man ein akustisches „Ohmsches Gesetz". Das Denken in Widerständen bei Behandlung akustischer Probleme hat sich ebenso wie in der Elektrotechnik als außerordentlich fruchtbar erwiesen. Man unterscheidet auch in der Akustik Wirk-, Blind- und Scheinwiderstand, die immer auf den Schallwiderstand des befreffenden Mediums, also in Luft auf die Größe $\varrho\, c = 41{,}5$ CGS-Einheiten bezogen werden. Diese Größe ist so wichtig, daß man wohl einen besonderen Namen für ihre Einheit einführen sollte; man nennt sie jetzt vielfach akustisches Ohm. Für das Verhalten aller akustischen Gebilde, wie Röhren, Resonatoren, Filter, Platten, Wände, Trommelfell beim menschlichen Ohr — man könnte die Aufzählung noch beliebig fortsetzen — ist der Gang des Widerstandes mit der Frequenz maßgebend. So hat man sich bemüht, besondere Methoden zur Messung von akustischen Scheinwiderständen auszuarbeiten, die sich meist elektrischer Hilfsverfahren bedienen. Bemerkenswert ist ein in letzter Zeit von K. Schuster unternommener Versuch, eine Art akustische „Wheatstonesche Brücke" aufzubauen.

Nicht nur bei der Ausbreitung, sondern auch bei der Erzeugung von Schall durch mechanische Schwingungserreger (Telephon, Lautsprecher, Signalgeräte) spielt der Begriff des akustischen Widerstandes, und zwar als Strahlungswiderstand, eine entscheidende Rolle; er gibt durch sein Verhältnis zum mechanischen Eigenwiderstand des Systems die Größe der Schalleistung und damit den Nutzeffekt des Apparates an.

Wir wollen hier die physikalische Darstellung durch ein technisches Beispiel ergänzen, das gerade in unseren Tagen außerordentlich wichtig ist. In der Ableitung der Abgasströme von Verbrennungskraftmaschinen (Benzin- oder Dieselmotoren) liegt ein praktisch-technischer Fall der Schallausbreitung in Röhren vor; dem Gasgleichstrom ist ein Gaswechselstrom überlagert. In völliger Verkennung dieses einfachen Tatbestandes sind die unmöglichsten „Schalldämpfer" konstruiert worden. Um eine wirksame Schalldämpfung zu erreichen, sind Schallleiter einzusetzen, die ganz tiefe Frequenzen durchlassen, dagegen alle höheren Töne unterdrücken. Bestimmte Arten von akustischen Filtern haben derartige Eigenschaften, und man erhält mit ihnen eine weitaus höhere Dämpfung als bisher. Hierbei ist von M. Kluge noch eine besonders schöne Folgerung aus der Anwendung elektrischer Analogien auf die Schallausbreitung in Röhren gezogen worden. Er zeigte, daß durch einen solchen Schalleiter die Leistung des Motors nicht erniedrigt zu werden braucht, sondern daß sie im Gegenteil durch geeignete Dimensionierung der Anordnung, wenigstens gegenüber der einfachen Rohrleitung, erhöht werden kann. Es kommt nämlich auf den akustischen Eingangswiderstand des Abgasrohres an. Er muß für die Betriebsfrequenz des Motors klein sein, weil der Ausschub der verbrannten Gase aus den Zylindern durch einen hohen Wechselstromwiderstand stark behindert werden würde. Auf diese Weise erklärt sich überraschend einfach, daß z. B. der sehr empfindliche Zweitaktmotor durch Ansatz eines einfachen glatten Rohres von der Länge $\lambda/4$ zum Aussetzen gebracht werden kann. Dieses Rohr ruft sicherlich keine wesentliche Dämpfung des Gasgleichstromes hervor, hat aber eingangsseitig einen hohen akustischen, d. h. einen hohen dynamischen Widerstand.

Noch ein anderes, nicht nur rein physikalisch, sondern auch praktisch sehr wichtiges Gebiet, auf dem die akustischen Widerstände eine große Rolle spielen, soll erwähnt werden. Es handelt sich um die porösen, schallschluckenden Stoffe, die in der Raumakustik zur Regelung der Hörsamkeit von großer Bedeutung sind. Hier lassen sich, wenigstens für den Fall des senkrechten Schalleinfalls, ganz analoge Betrachtungen anstellen, wie bei dem Übertritt der elektrischen Wellen von einer idealen Leitung auf eine Leitung mit bestimmtem Ohmschen Widerstand. Man weiß heute auf Grund der hauptsächlich von L. Cremer ausgearbeiteten Theorie der porösen Schallschluckstoffe sehr genau, in welcher Weise die Schallschluckung von porösen Stoffen durch die Stoffdicke im Verhältnis zur Wellenlänge und durch den Gleichluftströmungswiderstand beeinflußt wird. Wie bei manchem anderen Problem zeigt sich aber auch hier, daß die Mannigfaltigkeit der gleichen Aufgabe in der Akustik wesentlich größer als in der Elektrizitätslehre ist. Bei schrägem Einfall des Schalles auf den Schluckstoff findet z. B. eine Schallausbreitung in zwei Dimensionen statt. Wenn man gar versucht, die elektrischen Analogien auf die Schallausbreitung in festen Körpern zu übertragen, so treten infolge des Vorhandenseins von Schubspannungen sofort eine große Zahl von möglichen Wellenarten auf. Auf sie muß man dann in erweitertem Sinne die Vorstellung von der Ausbreitung elektrischer Wellen ausdehnen. Ein derartiger interessanter Versuch ist z. B. — ebenfalls von L. Cremer — bei der Behandlung von Biegewellen in Stäben gemacht worden.

Soweit das Verhältnis Akustik — Elektrizitätslehre. Daß zwischen Optik und Akustik enge Beziehungen bestehen, ist ja schon immer ausgesprochen worden. Auge und Ohr gehören als wichtigste Sinnesorgane des Menschen zusammen. Diese Zusammenhänge bestehen besonders auf dem Gebiete der Physiologie; hier sind die Probleme häufig ganz analog. Als Beleg hierfür wollen wir eine meßtechnische Aufgabe heranziehen. Wir betrachten die Aufgabe der Bestimmung der subjektiv empfundenen Lautstärke einer Schallquelle und der Bestimmung der subjektiv empfundenen Helligkeit einer Lichtquelle. Bei beiden Aufgaben benutzte man zuerst subjektive Meßmethoden; man verglich die Helligkeit einer Lichtquelle mit der eines Normallichtes bzw. die Lautstärke mit dem 1000 Hz-Normalton (H. Barkhausen). Auf beiden Gebieten ist die Entwicklung aber fortgeschritten, und zwar in ganz ähnlicher Weise. Man hat objektive Geräte gebaut; in der Optik sind es Photozellen mit Vorsatz von optischen Filtern, die der Augenempfindlichkeitskurve entsprechen, in der Akustik Mikrophone mit elektrischen Filtern, die im Verstärker die Ohrempfindlichkeitskurve nachbilden (F. Trendelenburg). Ebenso wie in der angewandten Lichttechnik die Belichtungsmesser, spielen in der angewandten Akustik die objektiven Lautstärkemesser — so auf dem Gebiet der Lärmabwehr — eine wichtige Rolle. Die Analogien zwischen Lautstärke und Helligkeit gehen überraschend weit. Bekannt sind die Kingsburyschen Kurven gleicher Lautstärke, die als Wesentliches zeigen, daß der Frequenzgang der Ohrempfindlichkeit auf verschiedenen Intensitätsniveaus ganz verschieden ist. Ähnliches beobachtet man in der Tat auch beim Auge, im sogenannten Purkinje-Effekt, der aussagt, daß die Farben beim Stäbchen- oder Zapfensehen andere Helligkeitsunterschiede gegeneinander bekommen.

Auch aus der physikalischen Optik können wir neuere Parallelen zur Akustik heranziehen. Die akustische Analyse eines zusammengesetzten Schalls kann man nach elektrischen Verfahren ausführen, man kann sie aber auch — dies ist eine neue

Richtung — an die spektroskopischen Verfahren der Optik anschließen (E. Meyer und E. Thienhaus). Man hat hierzu den Schallvorgang, der niederfrequent ist, mit einem höherfrequenten Träger zu modulieren und dann den neu entstehenden Schall auf ein akustisches „Rowlandsches" Konkavgitter oder auf eine andere Interferenzanordnung fallen zu lassen. Hiermit ist sogar grundsätzlich die Möglichkeit gegeben, die Analyse in der kürzest möglichen Zeit auszuführen. Die Theorie des akustischen Vorganges führt dabei zu einer Erweiterung der entsprechenden Theorie des anderen Gebietes, weil die Größenverhältnisse im Öffnungswinkel oder in der Wellenlänge wesentlich geändert sind. Wenn heute die Schallanalysierverfahren so weit entwickelt sind, daß stationäres Schallspektrum und Einschwingvorgänge fast im Augenblick der Schallerzeugung sichtbar werden, so liegt darin ein außerordentlich wichtiges Hilfsmittel der musikalischen Akustik. Musikinstrumente werden nämlich noch heute nach rein empirischen, handwerklich von Generation zu Generation übertragenen Bauverfahren hergestellt. Bewundernswert ist das handwerkliche Können, das sich hierin offenbart; aber ein wirklicher, systematischer Fortschritt ist auf diesem Wege nicht zu erzielen. Dem gegenüber erlaubt die Klanganalyse an Stelle einer vielen Täuschungen ausgesetzten subjektiven Beurteilung eines Instrumentes, objektiv den erzeugten Klang zwar nicht zu bewerten, aber doch zu beschreiben und liefert damit die Grundlagen für alle Maßnahmen zu einer Änderung oder einer Verbesserung des Instrumentes. Besonders eingehend ist ja bisher die Geige untersucht worden (H. Backhaus).

Wir kehren nochmals zur Optik zurück, indem wir das Problem der „diffusen" und der „geometrischen" Rückstrahlung erwähnen, das gerade jetzt in seiner Übertragung auf die moderne Raumakustik eine wichtige Rolle spielt. Die Wände eines Raumes reflektieren in der Regel wegen ihrer großen Ausdehnung den Schall rein geometrisch; dies gilt auch für die raumakustischen Meßräume, die sogenannten Hallräume. Hallräume entsprechen den Ulbrichtschen Kugeln der Optik und haben ebenso wie diese den Zweck, die Energie zusammenzuhalten und in meßtechnischer Hinsicht eine Integration der gesamten abgegebenen Leistung eines Senders zu ermöglichen (E. Meyer). Parallelen und Abweichungen in beiden Gebieten sind vorhanden, und es ist ein dankenswertes Problem, Räume mit den Grenzfällen rein geometrischer und rein diffuser Rückstrahlung vom statistischen und vom wellentheoretischen Standpunkt aus zu behandeln.

Noch ein anderes raumakustisches Problem, das tief in die Vorstellungen der modernen Molekularphysik hineinführt, soll hier erwähnt werden. Die Schallwellen werden nicht nur an den Wänden eines geschlossenen Raumes absorbiert, sondern verlieren auch bei der Ausbreitung in der Luft einen Teil ihrer Energie. Man hat dies früher ganz vernachlässigt, weil die Stokes-Kirchhoffschen Formeln die Schallabsorption im Gase selbst als außerordentlich klein zeigten. Da fiel es in der Raumakustik auf (P. E. Sabine und E. Meyer), daß die Nachhallzeiten eines Raumes für höhere Töne, etwa ab 1500 Hz, stark von der Luftfeuchtigkeit beeinflußt wurden. Es ließ sich zeigen, daß dieser Einfluß nicht etwa auf die Wände, sondern auf den Luftraum zurückzuführen war. Kneser und Knudsen gelang es, den Effekt aufzuklären. Es zeigte sich, daß außer der bekannten klassischen Absorption noch eine molekulare Absorption infolge Umwandlung von Schallenergie in Schwingungsenergie des Moleküls auftritt. Dabei ist der Stickstoff unbeteiligt; der Sauerstoff ist der alleinige Träger der Absorption. Die Frequenz der maximalen Absorption hängt von der Lebensdauer des angeregten O_2-Moleküls ab und kann je nach den Gasbeimischungen sehr verschiedene Größen haben; bei reinem O_2 ist diese Frequenz außerordentlich klein, sie liegt bei nur 100 Hz. Wir haben hier also das überraschende und sehr beachtenswerte Ergebnis, daß ein Effekt aus der Raumakustik zu einer wesentlichen Erweiterung unserer Vorstellungen über das Verhalten von Gasen bei tiefen Frequenzen geführt hat.

Mit dem Gesagten ist die Bedeutung der Schallabsorption — namentlich im Ultraschallgebiet — für die Molekülforschung aber längst nicht erschöpft. Der Ultraschall, die akustische Hochfrequenz, hat ihre Entwicklung auf einem rein technischen Gebiet begonnen. Mit Hilfe von Piezoquarzen wurden schon vor 20 Jahren Echolotungen im Wasser ausgeführt. In der Zwischenzeit hat man gelernt, Ultraschall auch auf andere Weise zu erzeugen; insbesondere werden hierfür außer den piezoelektrischen auch magnetrostriktive Effekte herangezogen. In den letzten Jahren ist eine große Reihe von mehratomigen Gasen, Gasgemischen und Flüssigkeiten auf ihre Dispersion und Absorption gegenüber Ultraschall untersucht worden. Dabei fand man neue Verfahren, die Schwingungs- und Rotationswärme, sowie die Übergangswahrscheinlichkeiten von verschieden angeregten Schwingungszuständen vielfach besser als mit Hilfe der bisherigen Methoden zu messen. Soweit die Bestimmung von molekularen Größen. Die Ausbreitung der hohen Schallfrequenzen in festen und flüssigen Körpern läßt aber auch manche klassische Kontinuumskonstante von Stoffen mit größerer Genauigkeit als bisher bestimmen; hierbei spielt die außerordentlich wichtige Erscheinung der von Debye und Sears gefundenen Lichtbeugung an Ultraschallwellen eine große Rolle. Die ebenfalls hierher gehörende Schaefer-Bergmannsche Methode zur Bestimmung elastischer Konstanten sei nur kurz erwähnt, weil sie in dem folgenden Vortrag ausführlich besprochen wird.

Zum Schluß verweisen wir noch auf zwei Anwendungen des Ultraschalls in der Technik. Erstens hat sich die Technik des Ultraschalls als eines guten Rührwerkes — die auftretenden Beschleunigungen sind sehr groß — bemächtigt und hat damit fein verteilte Lösungen, geringe Korngrößen von Niederschlägen usw. hergestellt. Zweitens scheint die technische Mechanik, wie Ansätze andeuten, im Ultraschall ein neues Werkstoffprüfverfahren gefunden zu haben, das zerstörungsfrei arbeitet. Haarrisse und im Werkstoff eingeschlossene Hohlräume lassen sich mit ihm nachweisen. Die Ultraschallanalyse versucht hier in gewissem Sinne die Röntgenanalyse zu ergänzen.

Die vorstehenden Beispiele sind mit einer gewissen Willkür ausgewählt und sollen nur als Stichproben für den engen Zusammenhang zwischen Akustik und den anderen Gebieten der Physik bewertet werden. Die folgenden Referate werden die zur Erörterung gestellten Probleme jeweils genauer beleuchten. Bei der Fülle des Stoffes war es leider nicht möglich, für alle Teilgebiete der Akustik, die es verdient hätten, einen zusammenfassenden Vortrag vorzusehen. Wir mußten uns in dieser Beziehung bewußt, wenn auch schweren Herzens, eine gewisse Beschränkung auferlegen, die ebenfalls nicht frei von Willkür bleiben konnte.

Zusammenfassung

An Hand einiger Beispiele wird der innige Zusammenhang zwischen der reinen und angewandten Akustik einerseits und den übrigen Teilen der Physik und Technik andererseits besprochen.

(Eingegangen am 5. Oktober 1936)

Neuere Probleme auf dem Gebiete des Ultraschalls

Von L. Bergmann, Breslau

(Mitteilung aus dem Physikalischen Institut der Universität Breslau)

(Hierzu Tafel I)

Inhalt: Einleitung. 1. Erzeugung von Ultraschall 2. Die im Ultraschallgebiet benutzten Meßverfahren. a) Interferometer. b) Optische Methoden. 3. Schallgeschwindigkeitsmessungen in Flüssigkeiten und Gasen. 4. Bestimmung elastischer Konstanten mittels Ultraschall. 5. Materialprüfung mit Ultraschall. 6. Kolloidchemische Wirkungen des Ultraschalls. 7. Entgasung durch Ultraschall und chemische Wirkung. 8. Biologische Wirkungen. 9. Zusammenfassung und Literaturangaben.

Einleitung

Unter Ultraschall verstehen wir in der Akustik die Schallfrequenzen oberhalb der Hörgrenze des menschlichen Ohres, d. h. die Schallschwingungen oberhalb von rund 20000 Hz. Mit modernen Mitteln gelingt es heute, Schallfrequenzen bis $2 \cdot 10^8$ Hz zu erzeugen; das bedeutet, daß die Ultraschallwellen in Luft einen Wellenlängenbereich von etwa 1,7 cm bis zu $1{,}7 \cdot 10^{-4}$ cm, in Flüssigkeiten mit einer mittleren Schallgeschwindigkeit von 1200 m pro Sekunde von 6 cm bis herunter zu $6 \cdot 10^{-4}$ cm und in festen Körpern mit einer mittleren Schallgeschwindigkeit von 4000 m/sec einen Wellenlängenbereich von 20 cm bis $2 \cdot 10^{-3}$ cm überstreichen. Gerade durch die Kleinheit dieser Schallwellenlängen und durch die uns heute zur Verfügung stehenden bequemen Mittel zur intensiven Erzeugung solcher hochfrequenter Schwingungen hat der Ultraschall in den letzten Jahren eine ausgedehnte Anwendung bei den verschiedensten physikalischen Problemen sowie für chemische und biologische Zwecke gefunden. Hierüber soll im folgenden, soweit es der zeitlich begrenzte Rahmen des Vortrages erlaubt, berichtet werden.

1. Erzeugung von Ultraschall

Die heute fast ausschließlich zur Erzeugung von Ultraschall benutzten Generatoren sind der „magnetostriktive" und der „piezoelektrische" Schallgeber. Der Magnetostriktionssender hat den Vorteil eines relativ billigen Aufbaus und gestattet innerhalb eines großen Frequenzbereiches die Erzeugung großer akustischer Leistungen, ohne daß man eine Zerstörung des schwingenden Systems auch bei zeitweiliger Überlastung zu befürchten braucht. Sein Nachteil liegt dagegen einmal in dem nach oben begrenzten Frequenzbereich — bei Frequenzen über 60 kHz werden die zur Schwingungserzeugung benutzten Stäbe sehr kurz, so daß sich große Schallintensitäten nicht mehr erzielen lassen — und zum anderen stört für genauere Untersuchungen der große Temperaturkoeffizient und die infolge der Abhängigkeit des Elastizitätsmoduls von der Magnetisierungsstärke bedingte breite Resonanzkurve. Diese Nachteile fehlen dem piezoelektrischen Schallgeber, mit dem es möglich ist, auch die bisher überhaupt erreichbaren höchsten Schallfrequenzen von $2 \cdot 10^8$ Hz zu erzeugen. Als piezoelektrischer Kristall hat sich wegen seiner vorzüglichen mechanischen Festigkeit bisher Quarz am besten bewährt. Nur zur Erzeugung von Frequenzen oberhalb 50000 kHz, bei denen die Quarzplatten nur wenige hundertstel Millimeter dick sind, werden Turmalinplatten benutzt. Für Frequenzen von 300 kHz aufwärts läßt man die Quarze als Platten in der Dickenschwingung schwingen. Dies ist besonders vorteilhaft, wenn es darauf ankommt, die Ultraschallwellen auf größeren Querschnitt abzustrahlen. Für Meßzwecke, bei denen es auf weniger große Schwingungsintensität ankommt, kann man mit einer Quarzplatte eine ganze Frequenzserie erzeugen, durch Anregung der Oberschwingungen bis hinauf zu hohen Ordnungszahlen. Wie besondere Untersuchungen gezeigt haben, folgen diese Oberschwingungen, falls die

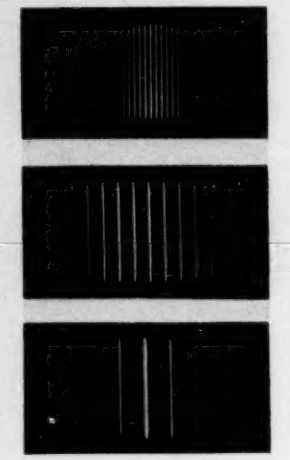


Abb. 2. An Schallwellen in Xylol erhaltene optische Beugungsspektren

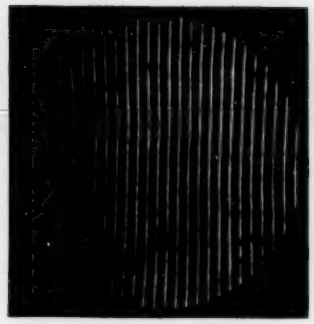


Abb. 4. Stehende Ultraschallwelle in Xylol (nach Hiedemann und Mitarbeitern)

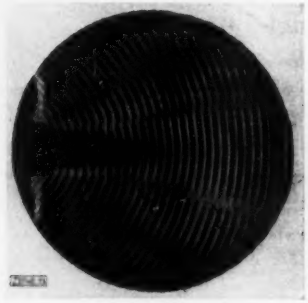


Abb. 5. Von der Oberfläche eines schwingenden Quarzes ausgehende fortschreitende Ultraschallwelle (nach Hiedemann und Mitarbeitern)

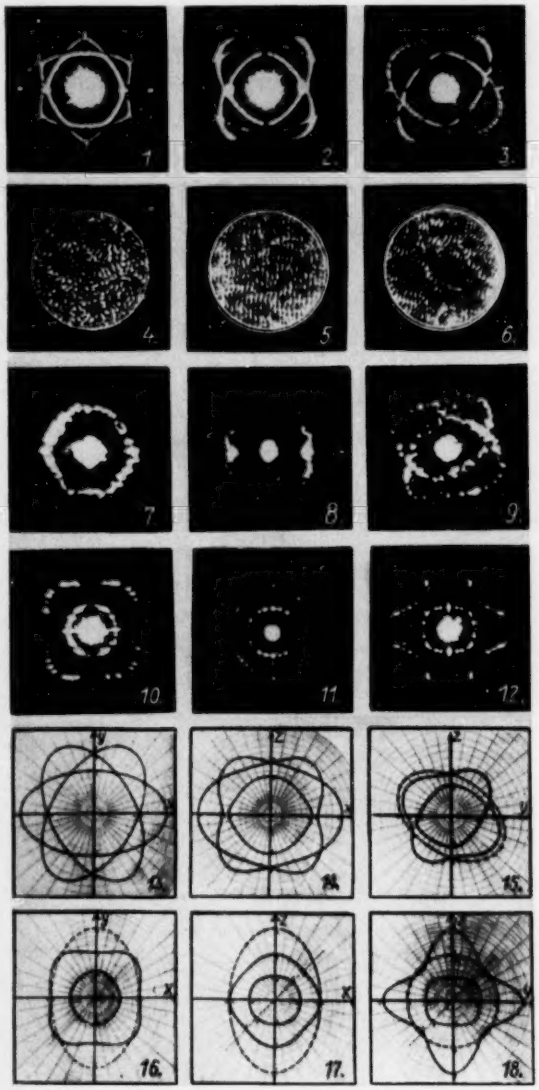


Abb. 8. Optische Beugungsbilder an schwingenden Kristallen (nach Schaefer und Bergmann)

1— 3 Quarz, experimentell;
4— 6 Gitterschnitte;
7— 9 sekundäre Beugungsbilder;
10—12 Baryt, experimentell;
13—15 Quarz, theoretisch;
16—18 Baryt, theoretisch

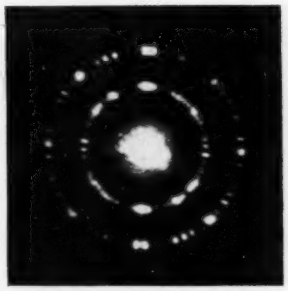
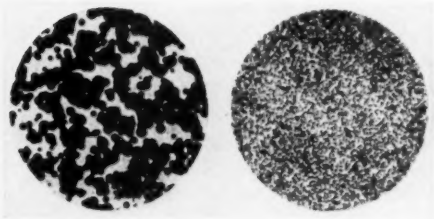
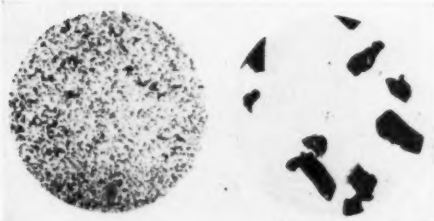


Abb. 7. Optisches Beugungsbild eines schwingenden Glaswürfels (nach Schaefer und Bergmann)



a) Ohne Elektrolyse b) Während der Elektrolyse
Durch Ultraschall dispergiertes Hg



a) Ohne Elektrolyse b) Während der Elektrolyse
Durch Ultraschall dispergiertes Ag

Abb. 9. Dispergierende Wirkung des Ultraschalls (nach Claus)

Dicke der Quarzplatten klein gegenüber ihrem Querschnitt ist, dem Harmoniegesetz.

Mit solchen piezoelektrischen Schallgebern lassen sich außerordentlich intensive Schallschwingungen erzeugen. Bei Erregung von Quarzplatten in Flüssigkeiten erhält man leicht Schallintensitäten bis zu 10 Watt/cm². Diese machen sich z. B. in besonders auffälliger Weise bemerkbar, wenn die Schallwellen bei Erregung eines Quarzes in einer Flüssigkeit von unten gegen die Oberfläche der Flüssigkeit anlaufen. Die Flüssigkeit wird dann in Form einer Fontäne oft mehrere Zentimeter hoch emporgeschleudert. Derartige Schallintensitäten bedingen entsprechend hohe Schalldrucke. Gruetzmacher[1]) konnte im letzten Jahr zeigen, daß sich die Schallwellen, die von einem schwingenden Quarz ausgehen, in einem Brennpunkt vereinigen lassen, wenn man den piezoelektrischen Quarz nach Art eines Hohlspiegels schalenförmig sphärisch schleift. Dieses Verfahren dürfte für viele Anwendungszwecke des Ultraschalls Bedeutung gewinnen, da so eine große Verstärkung des Ultraschalls in bestimmten Punkten möglich ist, ohne daß man Gefahr läuft, daß der Kristall durch zu starke Erregung und dadurch bedingte Überschreitung der Elastizitätsgrenze zerspringt.

2. Die im Ultraschallgebiet benutzten Meßverfahren

Bevor wir uns zur Besprechung der mannigfachen Anwendungen des Ultraschalls wenden, müssen wir kurz die wichtigsten neueren Verfahren streifen, die gerade für Intensitäts-, Absorptions-, Wellenlängen- und Schallgeschwindigkeitsmessungen im Gebiet des Ultraschalls und zum Teil nur in diesem eine vielseitige Anwendung gefunden haben.

a) Interferometer

Von den älteren Verfahren ist hier zunächst das Ultraschallinterferometer von Pierce zu nennen, das mit mannigfachen Variationen von vielen Forschern zu genauen Schallgeschwindigkeitsmessungen in Flüssigkeiten und Gasen benutzt wird. Die Abb. 1 zeigt eine von den vielen Ausführungsformen. Die Schallwellen gehen von der Oberfläche *OE* der Quarzplatte *Q* aus, durchsetzen das zu untersuchende Medium und werden von der Reflektorplatte *R* reflektiert. Letztere läßt sich mittels einer Mikrometerschraube *M* fein verschieben. Die reflektierten Schallwellen üben auf den schwingenden Quarz eine Rückwirkung aus, die am stärksten ist, wenn die Teilchenverschiebung an der Quarzoberfläche, die durch die primäre Welle bedingt ist, entgegengesetzt der durch die reflektierte Welle hervorgerufenen Teilchenbewegung ist. Bei kontinuierlicher Verschiebung der Reflektorplatte erfolgt dann die Rückwirkung periodisch und die Stellen maximaler Rückwirkung liegen bei ebenen Wellen um $\lambda/2$ voneinander entfernt. Die Rückwirkung kann in verschiedener Weise aus der Änderung der elektrischen Stromverhältnisse des den Quarz erregenden Röhrengenerators erkannt und mit großer Genauigkeit abgelesen werden. Da bei einem Schall absorbierenden Medium die Rückwirkung mit größer werdender Reflektorentfernung von der Quarzoberfläche geringer wird, eignet sich die Anordnung auch zu Absorptionsmessungen im Ultraschall. Die mit diesem Ultraschallinterferometer bei Wellenlängenmessungen erzielbare Genauigkeit läßt sich zu etwa 0,1 v. T. angeben.

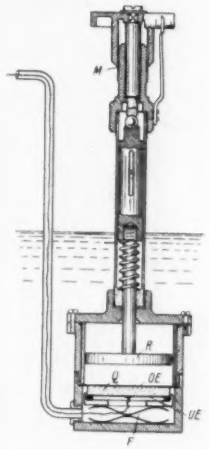


Abb. 1. Akustisches Interferometer für Flüssigkeiten

b) Optische Methoden

Erst in jüngster Zeit ist durch optische Verfahren eine gleich große Genauigkeit erzielt worden. Debye und Sears und gleichzeitig Lucas und Biquard konnten zeigen, daß eine von Ultraschall durchsetzte Flüssigkeit als optisches Beugungsgitter wirken kann. Eine durch die Flüssigkeit laufende ebene Schallwelle besteht bekanntlich aus aufeinanderfolgenden Verdichtungen und Verdünnungen. Demzufolge variiert in Richtung der Schallwelle die Dichte der Flüssigkeit und damit der optische Brechungsindex periodisch. Bildet man also senkrecht durch die in der Flüssigkeit laufende Schallwelle einen Spalt optisch auf einem Schirm ab, so erhält man rechts und links neben dem zentralen Spaltbild Beugungsspektren bis zu hohen Ordnungszahlen, deren Abstand vom Zentralbild bei konstanter optischer Anordnung umso größer ist, je kleiner die Gitterkonstante, d. h. die Schallwellenlänge in der Flüssigkeit ist. Mißt man daher die Abstände der Beugungsbilder und kennt man die Frequenz der Ultraschallwelle, die sich ja mittels eines elektrischen Wellenmessers leicht bestimmen läßt, so liefert diese Methode ein bequemes Mittel zur Messung der Schallgeschwindigkeit in Flüssigkeiten, dem neben einer großen Einfachheit der Vorteil zukommt, daß man nur sehr kleine Flüssigkeitsmengen (wenige Kubikzentimeter) benötigt. Die Abb. 2 (Tafel I) zeigt einige Beugungsspektren, die in der geschilderten Weise bei Erregung einer Quarzplatte in der Grund- sowie in der 3. und 5. Oberschwingung in Xylol mit monochromatischem Licht erhalten wurden.

Auch zu Absorptionsmessungen läßt sich diese optische Methode benutzen, wie zuerst Biquard zeigte, indem man die Intensität des jeweils abgebeugten Lichtes, die im wesentlichen eine

[1]) J. Gruetzmacher, Zeitschr. f. Phys. **96** (1935), 342.

Funktion der Schallintensität ist, in verschiedener Entfernung vom Schallgeber mißt.

Von Bär und Meyer wurde das oben beschriebene optische Verfahren in der Weise abgeändert, daß es gleichzeitig möglich ist, die Ausbreitung der Schallwelle in der Flüssigkeit zu beobachten. Man erreicht dies dadurch, daß man an Stelle eines Spaltes eine große Anzahl regelmäßig angeordneter Lochblenden durch die Schallwelle hindurch abbildet. Im Bild treten dann nur neben den Lichtpunkten, deren Licht durch die Schallwelle gegangen ist, in der Ausbreitungsrichtung der Schallwelle Beugungspunkte auf, so daß man dadurch den Weg der Schallwelle verfolgen kann, wie es z. B. die Abb. 3 für den Fall zeigt, daß die Schallwelle auf die Trennungsfläche zwischen Xylol und Wasser einfällt, wo sie zum Teil reflektiert wird und zum Teil

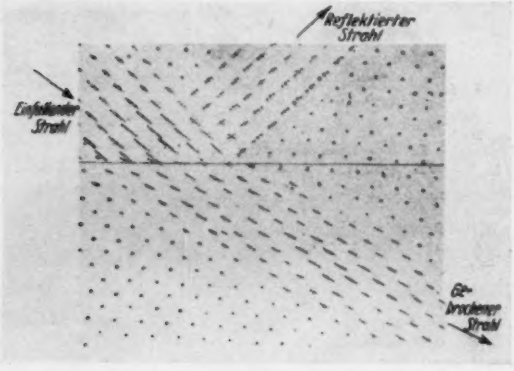


Abb. 3. Brechung und Reflexion eines Ultraschallstrahles an der Grenzfläche von Xylol (oben) und Wasser (unten) nach Bär und Meyer

als gebrochener Strahl weiterläuft. In dieser Weise läßt sich eine ganze Ultraschalloptik entwickeln; z. B. konnte Bez-Bardilli nach diesem Verfahren durch Messung der Grenzwinkel beim Übergang von Schallwellen aus Flüssigkeiten in feste Stoffe die elastischen Konstanten der betreffenden Körper bestimmen. Wichtig ist, daß der optische Nachweis der Schallwellen durch dieseBeugungserscheinungen sich sowohl auf stehende als auch auf fortschreitende Schallwellen anwenden läßt. Im letzteren Fall verschiebt sich das optisch wirksame Gitter mit Schallgeschwindigkeit. Dies hat das Auftreten eines Dopplereffektes des beim Versuch benutzten Lichtes zur Folge, der von verschiedenen Forschern auch experimentell bestätigt werden konnte.

Die Theorie der Beugung des Lichtes an Ultraschallwellen ist außer von Brillouin, Debye, Lucas und Biquard in jüngster Zeit von Raman und Nagendra Nath[2]) ausführlich behandelt worden. Die letzteren haben in mehreren Arbeiten auch die Frage der Frequenzänderung des abgebeugten Lichtes sowohl für den Fall stehender als auch fortschreitender Wellen diskutiert und die zunächst sehr merkwürdige Abhängigkeit der Intensitätsverteilung in den verschiedenen Ordnungen von Einfallswinkel und Wellenlänge des Lichtes sowie in Abhängigkeit von der Tiefe des Schallstrahls und der Schallintensität eingehend untersucht. Ein Teil dieser recht interessanten Ergebnisse ist von Bär und Schülern bereits experimentell bestätigt worden.

E. Hiedemann und Mitarbeiter haben eine etwas andere Methode zur Sichtbarmachung von Ultraschallwellen angegeben. Wie zuerst Lucas und Biquard auf Grund rein geometrisch-optischer Überlegungen zeigten, wird Licht, das parallel zur Wellenfront einer ebenen Schallwelle in die Flüssigkeit eintritt, nach den Stellen stärkster Kompression hingebrochen, so daß sich ein System leuchtender Konvergenzlinien ergibt; mit anderen Worten: die ebene Schallwelle wirkt ähnlich wie eine Reihe nebeneinander liegender Zylinderlinsen. Die sehr lichtstarken Konvergenzlinien lassen sich etwa mittels eines Mikroskops betrachten und ihr gegenseitiger Abstand, der bei einer stehenden Schallwelle gleich $\lambda/2$ ist, läßt sich mit großer Genauigkeit ausmessen. Die Abb. 4 zeigt ein solches Streifensystem einer stehenden Welle in Xylol. Bei fortschreitenden Wellen wird das Streifensystem aber nur sichtbar, wenn man eine skroboskopische Beleuchtung, etwa mittels einer mit der Schallfrequenz betriebenen Kerrzelle, vornimmt. In dieser Weise lassen sich dann auch die Ausbreitungsvorgänge ganzer Schallwellenzüge beobachten, was für das Studium der Schallausbreitung, der Beugung von Schallwellen an Blenden und Schirmen usw. insofern von Bedeutung ist, als dieses Verfahren mitunter wesentlich rascher zum Ziel führt, als die meistens sehr umständliche und zeitraubende Berechnung derartiger Schallfelder. So zeigt Abb. 5 (Tafel I) eine Schallwelle, die von der Stirnseite eines schwingenden Quarzes ausgeht, dessen Durchmesser bei einer Frequenz von 3005 kHz 3,4 λ beträgt.

Die bisher genannten optischen Methoden lassen sich mit gleich gutem Erfolg auch auf feste durchsichtige, von Schallwellen durchlaufene Stoffe anwenden. Die Methoden versagen aber bei Schallwellen in Luft und Gasen wegen der zu geringen Änderung des Brechungsindex mit dem Druck*). Zur Sichtbarmachung von Ultraschallwellen in Gasen muß man zu der bekannten Töplerschen Schlierenmethode greifen, die z. B. im letzten Jahr von

[2]) C. V. Raman u. N. S. Nagendra Nath, Proc. of the Ind. Acad. of Sciences (A) **2** (1935), 406, 413 u. **3** (1936), 75, 119, 495.

*) Anmerkung bei der Korrektur: Inzwischen ist es W. Korff gelungen, die Beugung des Lichtes auch an Ultraschallwellen in Gasen nachzuweisen. Phys. Zeitschr. **37** (1936), 708.

Pohlmann[3]) zu diesem Zweck in einer verbesserten Form mit gutem Erfolg angewandt wurde.

Im Zusammenhang mit dieser Schlierenmethode sei noch eine für Schallgeschwindigkeitsmessungen kürzlich vom Verfasser durchgebildete Methode erwähnt. Während bei den bisher besprochenen optischen Verfahren und auch bei dem Ultraschallinterferometer zur Ermittlung der Schallgeschwindigkeit die Messung von Schallwellenlängen und Schallfrequenz nötig ist, ist bei dem folgenden Verfahren nur die Messung der Umlaufsfrequenz eines Spiegels und weder Konstanz noch Kenntnis der Schallfrequenz erforderlich[4]). Wie die Abb. 6 schematisch zeigt, wird nach der bekannten Schlierenmethode die im Trog T fortschreitende Ultraschallwelle durch das Objektiv O_2 auf dem Schirm *Sch* abgebildet, indem das zentrale Licht durch eine Blende B, die

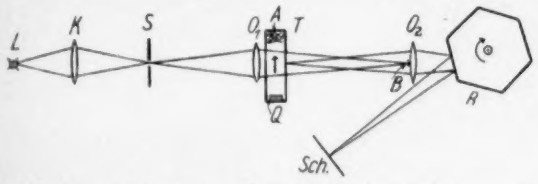


Abb. 6. Anordnung zur Schallgeschwindigkeitsmessung nach Bergmann

im Objektiv O_2 liegt, abgeblendet wird, so daß nur das durch die Schallwelle abgebeugte Licht zur Abbildung beiträgt. Letztere erfolgt über einen Drehspiegel R. Rotiert dieser im richtigen Sinne, so kommt die Schallwelle auf dem Schirm bei einer bestimmten Umlaufsfrequenz zum Stehen. Dieser Moment wird beobachtet und gleichzeitig die Umlauffrequenz des Spiegels gemessen. Diese liefert dann bei Kenntnis der optischen Daten des Aufbaues direkt die Schallgeschwindigkeit. Bei geeigneter optischer Anordnung sind Umlaufsfrequenzen von 1500—3000 Touren/min notwendig, die sich auf 0,1 v. T. genau messen lassen.

3. Schallgeschwindigkeitsmessungen in Flüssigkeiten und Gasen

Im Vordergrund der mannigfachen mit Ultraschallwellen in den letzten Jahren unternommenen Untersuchungen stehen die Schallgeschwindigkeitsmessungen in Flüssigkeiten und Gasen. So sind von verschiedenen Forschern[5]) eine große Anzahl anorganischer und organischer Flüssigkeiten untersucht und interessante Zusammenhänge mit der chemischen Konstitution gefunden worden. Da zu den optischen Untersuchungsmethoden, wie bereits oben erwähnt wurde, nur sehr kleine Flüssigkeitsmengen notwendig sind, kann man die Messungen ohne weiteres auch auf schwer zugängliche und z. B. leicht verdampfende Stoffe ausdehnen. So konnte von Bär die Schallgeschwindigkeit in flüssigem Sauerstoff sowie in schwerem Wasser bestimmt werden. Im letzteren Falle ist die Schallgeschwindigkeit etwa 7 v. H. kleiner als im gewöhnlichen Wasser. Es würde den Rahmen des Berichtes weit überschreiten, auf die vielen Einzelheiten näher einzugehen, die auch mehr für den Chemiker von Bedeutung sind. Es eröffnet sich hier in den Schallgeschwindigkeitsmessungen von Flüssigkeiten ein Gebiet, das gerade von der chemischen Seite her bisher noch sehr vernachlässigt wurde, obwohl es in mancherlei Beziehung wichtige Aufschlüsse geben kann. So liefert die Kenntnis der Schallgeschwindigkeit die adiabatische Kompressibilität der untersuchten Flüssigkeit und hieraus läßt sich, falls aus Druckmessungen die isotherme Kompressibilität bekannt ist, das Verhältnis der spezifischen Wärmen bestimmen. So kommt man auf dem Wege über die Schallgeschwindigkeit zur Kenntnis der spezifischen Wärme bei konstantem Volumen, die sich sonst nur aus thermodynamischen Beziehungen in ziemlich umständlicher Weise ermitteln läßt. Aus dem Zusammenhang zwischen Kompressibilität und Konzentration bei Lösungen läßt sich weiterhin auf die Wertigkeit der Ionen in der Lösung schließen, und eine Reihe von Aussagen der Theorie der Elektrolytlösungen prüfen.

Viele interessante Ergebnisse liefern die Schallgeschwindigkeits- und Absorptionsmessungen in Gasen. Hier sind vor allem die wichtigen Arbeiten von Kneser und Mitarbeitern zu nennen. In Gasen findet man gerade im Gebiete der Ultraschallfrequenzen eine Dispersion der Schallgeschwindigkeit, die wesentlich größer ist als man nach der klassischen Theorie unter Berücksichtigung von innerer Reibung, Wärmeleitung und Wärmestrahlung erwartet, und zwar tritt mit höher werdender Frequenz eine Vergrößerung der Schallgeschwindigkeit ein, während gleichzeitig in diesem Dispersionsgebiet eine die klassischen Werte ebenfalls übertreffende Schallabsorption sich bemerkbar macht. Diese molekulare Schallabsorption und die damit verbundene Schalldispersion tritt immer dann auf, wenn die adiabatische Kompression schneller vor sich geht, als das thermische Gleichgewicht der verschieden stark angeregten Moleküle sich einstellen kann. Die der Schallwelle hierbei entzogene Energie wird irreversibel in Wärme umgesetzt. Auch die Abhängigkeit dieser molekularen Absorption des Schalles in Luft in Abhängigkeit von Temperatur, Feuchtigkeit usw., was für manche Probleme der angewandten Akustik von Bedeutung ist, ist Gegenstand eingehender Untersuchungen gewesen. Bezüglich aller Einzelheiten muß auf die ausführliche Theorie

[3]) R. Pohlmann, Die Naturwiss. **23** (1935), 511.
[4]) L. Bergmann, Berichte d. schles. Gesellsch. f. vaterl. Kultur **108** (1936), 47.
[5]) Vgl. z. B. S. Parthasarathy, Proc. of the Ind. Acad. of Sciences (A) **2** (1935), 497 u. **3** (1936), 285, 297, 482, 519; L. Bergmann u. A. Jänsch, Berichte d. schles. Gesellsch. f. vaterl. Kultur **108** (1936), 34.

dieser Vorgänge verwiesen werden, die in guter Übereinstimmung mit den zahlreichen bisher vorliegenden experimentellen Ergebnissen steht.

Auch die Einstelldauer des Konzentrationsgleichgewichtes für angeregte und nicht angeregte Moleküle läßt sich aus diesen Schalldispersionsmessungen bei Gasen ermitteln. In jüngster Zeit ist von Eucken und Mitarbeitern die Stoßanregung intramolekularer Schwingungen in den Gasen Cl_2, CO_2 und NO_2 mit Hilfe der Schalldispersionsmessung bei verschiedenen Temperaturen und unter Beimischung von Fremdgasen untersucht worden; durch die reaktionsfähigen Fremdgasmolekeln wird eine beträchtliche Verkleinerung der Einstelldauer des Konzentrationsgleichgewichtes und damit eine Verschiebung des Dispersionsbereiches nach höheren Schallfrequenzen bedingt. Diese Beispiele mögen genügen, um zu zeigen, welche Bedeutung der Ultraschall auch für die Erforschung intramolekularer Vorgänge gewonnen hat.

4. Bestimmung elastischer Konstanten mittels Ultraschall

Es wurde bereits oben erwähnt, daß mit den geschilderten optischen Verfahren auch eine Beobachtung der Schallwellen in festen durchsichtigen Körpern möglich ist. Hierauf gründeten Schaefer und Bergmann eine neue und sehr bequeme Methode zur Bestimmung der elastischen Daten fester Körper. Erregt man mit Ultraschall z. B. einen Glaswürfel zu hochfrequenten Eigenschwingungen höherer Ordnung, indem man einen piezoelektrischen Quarz auf eine Würfelfläche aufkittet, so tritt in dem Würfel nicht nur in der einen Richtung senkrecht zur Quarzoberfläche eine stehende Schallwelle auf, sondern infolge der Querkontraktion schwingt der Würfel auch in den übrigen Richtungen, so daß sich in ihm ein regelrechtes Raumgitter stehender elastischer Wellen ausbildet. Dies ließ erwarten, daß bei Durchstrahlung mit sichtbarem Licht sich eine Art Laue-Diagramm ergeben würde. In der Tat erhält man, wenn man eine kleine Lochblende durch den schwingenden Körper abbildet, sehr schöne und charakteristische Beugungsbilder. Die Abb. 7 (Tafel I) zeigt die bei einem isotropen Körper (Glas) erhaltene Beugungsfigur, die aus zwei konzentrischen Ringen besteht. Die Abb. 8 (Tafel I) gibt in den Bildern 1—3 die Interferenzfiguren wieder, die man bei Durchstrahlung eines hochfrequent schwingenden Quarzwürfels in Richtung der Z- (optischen), in der Y- und in der X- (polaren) Richtung erhält. Die weiteren Bilder 10—12 zeigen die analogen Erscheinungen bei Durchstrahlung eines hochfrequent schwingenden Barytquaders in ebenfalls drei zueinander senkrechten Richtungen. Die Gestalt dieser Beugungsbilder ist dabei nur bedingt durch die elastischen Daten des durchstrahlten Körpers und die Durchstrahlungsrichtung, sie ist aber vollkommen unabhängig von der Gestalt und der äußeren Berandung des betreffenden Körpers, was leicht verständlich ist, wenn man berücksichtigt, daß die die Beugung hervorrufenden elastischen Wellen klein sind gegen die Dimension des Körpers. Wie außerordentlich kompliziert die Gestalt des Beugungsgitters im schwingenden Kristall ist, zeigen die Bilder 4—6, die mittels Schlierenmethode gewonnene Schnitte durch den schwingenden Quarzwürfel darstellen. Daß diese Aufnahmen in der Tat das beugende Gitter im Schnitt zeigen, geht aus den weiteren Abb. 7—9 (Tafel I) hervor, die die sekundären Beugungsbilder wiedergeben, wenn man die Bilder der Schnitte als beugendes System benutzt. Diese Aufnahmen geben für die drei Durchstrahlungsrichtungen die richtige elastische Symmetrie wieder, wie ein Vergleich mit den Aufnahmen 1—3 deutlich zeigt.

Fues und Ludloff gelang es, eine Theorie dieser Beugungserscheinungen zu geben und für jedes Kristallsystem die Beugungsfiguren zu berechnen. So zeigen in der Abb. 8 (Tafel I) die Bilder 13—18 in den ausgezogenen Kurven die in dieser Weise berechneten Beugungsbilder, und man erkennt, daß sie vollkommen identisch mit den experimentell ermittelten Bildern sind. Durch Ausmessen der Beugungsbilder lassen sich somit auf Grund der Fues-Ludloffschen Theorie die elastischen Konstanten mit großer Genauigkeit ermitteln, und der große Wert der Methode liegt dabei vor allem darin, daß die so ermittelten Werte ein in sich konsistentes System von elastischen Konstanten darstellen, da sie durch Aufnahmen an einem einzigen homogenen Stück des Kristalls gewonnen werden, was bei den bisher benutzten Methoden keineswegs der Fall war. Derartige Konstantenbestimmungen sind von Schaefer und Bergmann bisher an Quarz, Kalkspat, Beryll, Topas, Baryt, Steinsalz, Flußspat und Lithiumfluorid ausgeführt worden. (Bei letzterem konnten zum erstenmal die elastischen Konstanten überhaupt bestimmt werden.) Besonders einfach liegen die Verhältnisse bei den isotropen Gläsern. Aus den Durchmessern der beiden Beugungsringe erhält man ohne weiteres Elastizitäts-, Torsionsmodul und Querkontraktionskoeffizient. Inzwischen hat Goehlich 50 verschiedene Glassorten von Schott & Gen. in dieser Weise untersucht. Gerade zur Entwicklung von Glassorten mit bestimmten elastischen Eigenschaften dürfte daher diese Untersuchungsmethode mit Ultraschall wegen ihrer Einfachheit von Bedeutung werden.

Das beschriebene Verfahren ist natürlich nur auf durchsichtige Stoffe beschränkt und versagt bei dunkel gefärbten Gläsern und bei undurchsichtigen Kristallen. Es ist aber in letzter Zeit Schaefer und Bergmann[6]) geglückt, an hochfrequent schwingenden undurchsichtigen Stoffen mittels Reflexion des

[6]) Cl. Schaefer u. L. Bergmann, Sitz.-Ber. d. preuß. Akad. d. Wiss. Phys.-math. Kl. XX (1936), 245.

Lichtes an der Oberfläche ähnliche Beugungsbilder zu erhalten, die, wie eine Theorie von Ludloff inzwischen gezeigt hat, die Möglichkeit ergeben, auch an undurchsichtigen Kristallen sowie an Metallen auf optischem Wege elastische Untersuchungen vorzunehmen.

In diesem Zusammenhange ist noch zu erwähnen, daß wie Bergmann und Fues[7]) kürzlich in einer vorläufigen Mitteilung experimentell und theoretisch zeigen konnten, die Möglichkeit besteht, aus der Beugung des Lichtes an Ultraschallwellen in Gläsern auch Rückschlüsse auf die sog. elasto-optischen Konstanten zu ziehen, so daß sich hier ein weiteres wichtiges Anwendungsgebiet für Ultraschall eröffnet.

5. Materialprüfung mit Ultraschall

Wir wenden uns jetzt einigen mehr technischen Anwendungen des Ultraschalls zu. Mühlhauser und neuerdings Sokoloff haben bemerkenswerte Vorschläge zur Materialprüfung bei festen Stoffen gemacht. Schickt man durch das zu untersuchende Werkstück einen Ultraschallstrahl und kontrolliert man die hindurchtretende Intensität bei Austritt aus dem betreffenden Stück etwa auf optischem Wege oder durch einen angelegten piezoelektrischen Schallempfänger, so kann man durch systematisches Abtasten des Werkstückes aus Intensitätsschwankungen auf Störstellen wie Risse, Hohlräume usw. im Innern des betreffenden Stückes schließen. Wieviel diese erst am Anfang ihrer Entwicklung stehende Methode an technischer Bedeutung gewinnen wird, muß die weitere Erfahrung zeigen.

6. Kolloidchemische Wirkungen des Ultraschalls

Praktisch verwertbare Ergebnisse mit Ultraschall liegen dagegen auf dem Gebiet der Kolloidchemie bereits vor. Hier sind in erster Linie die Arbeiten von Claus zu nennen. Sie gehen zurück auf Versuche von Wood und Loomis, die bereits 1927 zeigten, daß sich durch Einwirkung von Ultraschall nicht mischbare Flüssigkeiten wie Wasser-Öl oder Quecksilber-Wasser in recht beständige Emulsionen verwandeln lassen. In Flüssigkeiten fein verteiltes Metall wie Blattgold oder Blattsilber wird durch Ultraschallbestrahlung weiter zerkleinert. Eine besonders fein disperse Verteilung von Metallen in Flüssigkeiten erzielte Claus dadurch, daß er während der elektrolytischen Abscheidung des betreffenden Metalles die Kathode einer intensiven Ultraschallbestrahlung aussetzte. Das sich an der Kathode bereits in feiner Verteilung abscheidende Metall wird in hochdispersem Zustand in die Flüssigkeit zurückgeschleudert. Die Abb. 9 (Tafel I) zeigt in dieser Weise durch Ultraschall ohne und mit Elektrolyse dispergiertes Quecksilber und Silber in zweitausendfacher Vergrößerung. Prinzipiell lassen sich so sämtliche Metalle, die sich überhaupt elektrolytisch abscheiden lassen, dispergieren, und das Verfahren wird sicher für die Herstellung von Katalysatoren, Solen u. dgl. von Bedeutung werden.

In weiteren Arbeiten konnte Claus diese Dispergierungsmethoden auf photographische Emulsionen anwenden. Durch Ultraschalleinwirkung ließ sich die Homogenität, Stabilität und die Halogensilberkonzentration derartiger Emulsionen verbessern, so daß sich die damit hergestellten Filme vorteilhaft in bezug auf Auflösungsvermögen und Empfindlichkeit von den nicht mit Ultraschall behandelten unterscheiden. Von besonderer Bedeutung scheint bei diesem Verfahren zu sein, daß es durch Ultraschall gelingt, Bindemittel-frei gefälltes Bromsilber nachträglich in die Gelatine mit hohem Dispersionsgrad zu verteilen, wodurch sich eine Verkürzung der Herstellungszeit von photographischen Schichten erreichen läßt.

Im Zusammenhang mit diesen dispergierenden Wirkungen des Ultraschalls stehen die Erscheinungen, daß durch Ultraschall hochpolymere Substanzen abgebaut werden können. So gelang es u. a. Stärke in Dextrin, Rohrzucker in Monosacharide zu verwandeln. Auch in festen Stoffen ist durch Ultraschalleinwirkung eine Gefügelockerung möglich. Kürzlich konnten Hollmann und Bauch zeigen, daß in einem Nickelstab durch Ultraschall eine Lockerung der Molekularmagnete eintritt und der Vorgang der Ummagnetisierung dadurch wesentlich erleichtert wird.

7. Entgasung durch Ultraschall und chemische Wirkung

Eine weitere für viele Zwecke brauchbare Erscheinung ist die durch Ultraschall erreichbare Entgasung von Flüssigkeiten. Diese kommt in zweierlei Weise zustande. Einmal werden durch die Schallwellen mikroskopisch kleine Gasblasen, die in der Flüssigkeit vorhanden sind, nach den Knotenflächen der Schallwellen hingetrieben, wo sie sich vereinigen und aufsteigen, zum anderen treten bei den hochfrequenten Flüssigkeitsbewegungen durch Zerreißen der Flüssigkeit Hohlräume auf, in die die in der Flüssigkeit gelösten Gase eintreten, um dann als Gasblasen aufzusteigen. Dieser Entgasungsvorgang ist eine Funktion von Intensität und Frequenz der Schallwellen, wie kürzlich Sörensen[8]) zeigen konnte, der auch zum erstenmal die für 1 cm^3 Gas zur Entgasung notwendige Schallenergie feststellte.

In chemischer Beziehung treten bei derartigen durch Ultraschall bewirkten Entgasungen sehr interessante Oxydationsvorgänge in der betreffenden Flüssigkeit auf, die sich z. B. durch die Entfärbung

[7]) L. Bergmann u. E. Fues, Die Naturwiss. **24** (1936), 492.

[8]) Ch. Sörensen, Ann. d. Phys. (5) **26** (1936), 121.

lufthaltiger organischer Farbstofflösungen, durch die Trübung von Schwefelwasserstoffwasser und durch die Bildung von H_2O_2 in vorher reinem Wasser bemerkbar machen. Wie sich im einzelnen diese Vorgänge erklären lassen, ist z. Zt. eindeutig wohl noch nicht geklärt, sicher scheint z. Zt. nur zu sein, daß die Erscheinungen nur bei lufthaltigen Flüssigkeiten durch Ultraschall erzielt werden. Hierher gehört auch die von Frenzel und Schultes vor einiger Zeit beobachtete Lumineszenz von ultraschalldurchstrahltem Wasser, die ebenfalls nur bei nichtentgastem Wasser auftritt.

8. Biologische Wirkungen

Zum Schluß sei noch kurz auf eine Reihe von biologischen Effekten hingewiesen, die sich durch Ultraschall erzielen lassen. Wenn man sich an die bisher besprochenen verschiedenartigen Wirkungen dieser hochfrequenten Schwingungen in Flüssigkeiten erinnert, und wenn man überlegt, daß die Flüssigkeitsteilchen sehr häufige schnelle und vor allem stark beschleunigte Bewegungen ausführen, so kann man sich vorstellen, daß diese Vorgänge auch auf kleine in der Flüssigkeit befindliche Tier- oder Pflanzenorganismen irgendwie einwirken müssen. So haben verschiedene Forscher festgestellt, daß kleine Tiere durch Ultrabestrahlung gelähmt und getötet werden. Infusorien werden zerstört, Algen zerrissen und bei gewissen Pflanzenzellen wird das Protoplasma von der Zellwand losgelöst und herumgewirbelt. Rote Blutkörperchen werden zerstört, während hingegen der Einfluß auf Bakterien und Krankheitserreger nach den verschiedenen Angaben sehr verschieden sein kann, teils tritt eine Agglutination und ein Nachlassen der Virulenz, teilweise aber auch der entgegengesetzte Effekt auf. Doch scheinen nach den bisherigen Untersuchungen alle diese Vorgänge auch nur in lufthaltigen Flüssigkeiten besonders wirksam vor sich zu gehen, so daß es wahrscheinlich ist, daß die bei der Blasenbildung auftretenden physikalischen und chemischen Vorgänge die Hauptursache für die biologischen Effekte sind.

9. Zusammenfassung

Zusammenfassend läßt sich jedenfalls sagen, daß der Ultraschall in den letzten Jahren zu einem sehr wertvollen Hilfsmittel auf dem Gebiete der Physik, Chemie und der Technik geworden ist, mit dem es möglich wurde, eine Reihe von sehr interessanten Problemen erfolgreich zu bearbeiten.

Literatur

An zusammenfassenden Berichten mit ausführlichem Verzeichnis der einzelnen Originalarbeiten sind zu erwähnen:

E. Großmann, Ultraakustik, Handbuch d. exper. Phys. **17** (1) (1934), 463.

W. Rodewald, Ultraschallwellen, Zeitschr. f. techn. Phys. **15** (1934), 192.

E. Hiedemann, Ultraschall, Ergebn. d. exakt. Naturwiss. **14** (1935), 201.

W. Schmidt, Ultraschall und chemische Forschung, Angew. Chem. **49** (1934), 117.

E. Hiedemann, Verfahren und Ergebnisse der Ultraschallforschung, VDI **80** (1936), 581.

Ders., Ultraschallwellen, Zeitschr. Stahl u. Eisen **56** (1936), 600.

Neuere in diesen Berichten noch nicht gebrachte Arbeiten sind, soweit sie im vorliegenden Referat Erwähnung finden konnten, in den Fußnoten aufgeführt.

(Eingegangen am 22. September 1936)

Über Ultraschall-Oberflächenwellen und ihren optischen Nachweis

Von H. Ludloff, Breslau

Im Anschluß an die Schaefer-Bergmannschen Versuche soll eine Erklärung und theoretische Ableitung der dort auftretenden Interferenzerscheinungen im reflektierten Licht gegeben werden, auf der eine Präzisionsmethode zur Bestimmung der Elastizitätskonstanten undurchsichtiger Festkörper aufgebaut werden kann. Bei der Ableitung tritt zwangsläufig ein neuer Wellentyp hervor, eine Art Ultraschall-Oberflächenwellen, deren Ausbreitung auf der Oberfläche geeignet scheint, die elastischen Verhältnisse des schwingenden Mediums aufzuzeigen. Die piezoelektrische Erregung der Ultraschallwellen nämlich zeigt offenbar eine gewisse Analogie zu den Verhältnissen bei der Entstehung von Erdbebenwellen. Ähnlich wie dort neben den Raumwellen, die durch das Erdinnere laufen, auch solche Wellen seismisch registriert werden, die an der Erdoberfläche entlang wandern, werden auch hier von den piezoelektrischen Erregungsherden des Körpers einerseits Wellen ausgehen, die durch das Innere laufen, andererseits aber auch solche inhomogene Wellen, die an die Oberfläche gebunden bleiben. Wenn eine Wellenlänge dieser Wellen vergleichbar wird mit einer Abmessung des schwingenden Körpers, wird die betreffende Fortpflanzungsgeschwindigkeit naturgemäß eine Dispersionserscheinung zeigen; der Verlauf dieser Erscheinung bietet nun gerade die Möglichkeit, die Elastizitätskonstanten des Mediums einzeln abzulesen.

Bei der Erklärung der Versuche lehrt uns der Anblick der Interferenzdiagramme, daß bereits in 1. Ordnung eine große Zahl von Interferenzpunkten erscheint; daraus folgt, daß im schwingenden Medium eine große Zahl von elastischen Eigenschwingungen angeregt sein müssen, die periodische Änderungen der Dichte und Spannungsverhältnisse hervorrufen und daher einerseits als optische Raumgitter für das durchgehende Licht zu betrachten sind, andererseits auch periodische Wellungen der Oberfläche zur Folge haben, die auf das reflektierende Licht wie eine große Zahl

von Strichgittern wirken werden. Wir machen also die Grundannahme, daß alle diejenigen elastischen Eigenschwingungen erregt sind und damit grundsätzlich für die Erklärung der Interferenzfigur zur Verfügung stehen, die mit der Anregungsfrequenz des Piezoquarzes in mehr oder weniger guter Resonanz stehen.

Für Raumgitterbeugung kommen dabei nur die elastischen Wellen im Innern in Betracht, für Reflexionsbeugung aber neben ihnen auch die inhomogenen Wellen der Oberfläche und — wie sich zeigen wird — gerade diese in erster Linie.

Über die Mannigfaltigkeit dieser Wellen kann man sich in folgender Weise Rechenschaft geben:

Da die Wellenlänge der elastischen Schwingungen klein ist gegenüber den Abmessungen der schwingenden Körper, wird es für den ersten Überblick ausreichen, nach der Ausbreitung elastischer ebener Wellen im unbegrenzten, isotropen oder anisotropen Medium zu fragen. Diese Frage läßt sich durch Integration der Schwingungsdifferentialgleichungen des betreffenden Systems beantworten; die Ergebnisse der Untersuchung sind gekennzeichnet durch gewisse Flächen, die bei vorgegebener Anregungsfrequenz zu jeder Richtung die Größe des Ausbreitungsvektors k der ebenen Welle $\mathfrak{s} = e^{i(kr - \omega t)}$ angeben und damit die elastischen Verhältnisse des schwingenden Mediums charakterisieren; ihrer physikalischen Bedeutung nach sollen sie Formfrequenzflächen genannt werden. Da bei den elastischen Wellen im allgemeinen Dreifachbrechung eintritt, sind die Formfrequenzflächen im allgemeinen 3schalig; für den einfachen Fall des isotropen Körpers allerdings reduziert sich die Formfrequenzfläche eben wegen der Isotropie auf zwei konzentrische Kugelschalen, die dem Ausbreitungsvektor der longitudinalen und doppelten transversalen Welle entsprechen.

Diese bisher ziemlich landläufige Darstellung der Formfrequenzfläche weist nun noch eine wesentliche Unvollständigkeit auf; unserem Programm gemäß muß man auch imaginäre Werte für die Komponenten des Ausbreitungsvektors zulassen, was natürlich mit den Schwingungsgleichungen verträglich ist; hieraus folgt eine Vervollständigung der Formfrequenzfläche, die nur im höherdimensionalen Raum dargestellt werden kann, da für jede der 3 Komponenten des Ausbreitungsvektors eine komplexe Ebene zur Verfügung stehen soll.

Man denke sich nun den Ausbreitungsvektor zerlegt in eine Komponente parallel und senkrecht zur Grenzfläche, k_{tg} und k_n; dann bedeutet z. B. ein imaginäres k_n, daß eine inhomogene, exponentiell abklingende Welle ins Spiel kommt.

Der Sachverhalt wird klarer, wenn man sich für den einfachen Fall des isotropen Körpers einen beliebigen Schnitt senkrecht zur Grenzfläche durch die vervollständigte Formfrequenzfläche gelegt denkt (vgl. Abb. 1). Während k_{tg} nur reeller Werte fähig sei (ungedämpfte Welle), mögen für k_n reelle und imaginäre Werte zugelassen sein. Die Formfrequenzbeziehung ist hier besonders einfach: $k_{tg}^2 + k_n^2 = k_{lg}^2$ bzw. k_{tr}^2 (k_{tr} und k_{lg} sind die Ausbreitungsvektoren der longitudinalen bzw. transversalen Welle); daher kann man den Verlauf der Fläche sofort übersehen: während sich für kleine k_{tg} ein Paar von Kreisbögen ergeben (als Schnitt durch die konzentrischen Kugelschalen) werden für imaginäre k_n 2 Hyperbeläste erscheinen. Man sieht an der Abbildung sofort, welchem Bereich von k_{tg} reelle k_n (Raumwellen) und welchem imaginäre k_n (Oberflächenwellen) zugeordnet sind. Man kann im wesentlichen 3 Bereiche unterscheiden: 1. $0 \leq k_{tg} \leq k_{lg}$, 2. $k_{lg} \leq k_{tg} \leq k_{tr}$, 3. $k_{tr} \leq k_{tg}$.

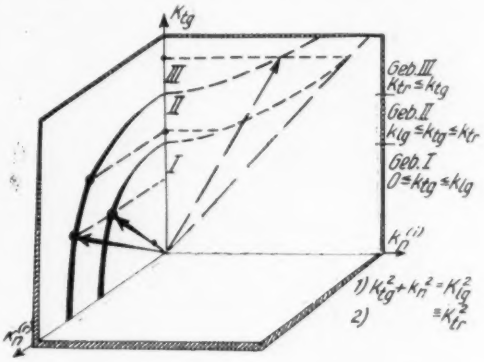


Abb. 1. Schnitt durch die Formfrequenzfläche des isotropen Körpers

Zu jedem k_{tg} gehören im 1. Bereiche 2 reelle k_n, im 2. Bereich 1 reelles und 1 imaginäres k_n, im 3. Bereich 2 imaginäre k_n; demnach wäre also auf der Oberfläche ein Kontinuum von Raumwellen, ein Kontinuum von inhomogenen Oberflächenwellen und außerdem ein Kontinuum von gemischten Wellen möglich.

Die ganze zweidimensionale Mannigfaltigkeit von ebenen Wellen, deren Ausbreitungsvektor auf der vervollständigten Formfrequenzfläche endet, müßte sich auf der reflektierenden Randfläche bemerkbar machen und in ihrer Gesamtheit zur Interferenzfigur in Reflexion beitragen. Nun wird bereits jede einzelne dieser möglichen Wellen, wie jedes Strichgitter, auffallendes monochromatisches Licht in einem seiner Wellenlänge entsprechenden Interferenzwinkel abbeugen. Daher ist — bereits in 1. Ordnung — ein zweidimensionales Kontinuum von Interferenzpunkten zu erwarten — ganze Flächen der photographischen Platte müßten von Interferenzpunkten überdeckt sein — im direkten Gegensatz zu den vorhin mitgeteilten Aufnahmen, die nur ein eindimensionales Kontinuum, also eine Interferenzkurve zeigen. Demnach muß noch ein zunächst unbekanntes Ausnahmeprinzip vor-

handen sein, das die Mannigfaltigkeit der Interferenzpunkte einschränkt.

Diese Auswahl kann hier nicht, wie im Fall des durchgehenden Lichts, durch eine optische Bedingung erfolgen. Dort nämlich wird aus der Formfrequenzfläche durch Braggsche Reflexion des Lichts an den Wellenfronten der elastischen Wellenzüge eine eindimensionale Mannigfaltigkeit von ebenen Wellen herausgesondert, die allein zum Interferenzbild beitragen kann. Hier aber, im Fall der Reflexion an der Oberfläche, degenerieren sozusagen die Braggschen Reflexionsebenen zu Graden, so daß sich eben zu jeder elastischen Wellenlänge Λ und jeder Lichtwellenlänge λ Interferenzwinkel α angeben lassen gemäß zwei Laueschen Gleichungen, aus denen für den Ort des zugehörigen Interferenzpunktes r auf der im Abstand A aufgestellten Platte folgt:

$$r \sim A\,(\alpha - \alpha_0) = A \cdot \frac{\lambda}{\Lambda} = A \cdot \frac{\lambda}{2\pi} \cdot k\,,$$

also Proportionalität zwischen Ausbreitungsvektor k und Abstand des Interferenzpunktes vom Primärfleck r.

Da eine optische Auswahlbedingung nicht in Frage kommt, wird man daran denken, ob die erforderliche Auswahl nicht durch eine elastische Bedingung geliefert werden kann.

Da diese Auswahl nur den Sinn haben kann, daß nicht alle im unbegrenzten Medium laufenden Wellen auf der Oberfläche existenzfähig sind, wird offenbar die Bedingung der Kräftefreiheit der Grenzfläche die gewünschte Auswahl leisten müssen. Nur eine ganz bestimmte Zusammensetzung von transversalen und longitudinalen oder inhomogenen Wellen garantiert Ausschwingungen an der Oberfläche, die Kräftefreiheit zur Folge haben.

Zunächst ist allerdings nicht einzusehen, daß durch die Oberflächenbedingung eine Mannigfaltigkeitseinschränkung der möglichen Wellen geliefert wird. Das ist auch nur in bedingtem Maße richtig; diese geforderte Stärke der Auswahl besteht nämlich nur im 3. Gebiet der reinen Oberflächenwellen, wo in der Tat durch die Oberflächenbedingung in unserem Schnitt nur eine einzige Welle, auf der ganzen Oberfläche also eine eindimensionale Schar, mithin eine Formfrequenzkurve ausgesondert wird. (Diese wird den wesentlichen Beitrag zur Interferenzfigur liefern.) Im 1. und 2. Gebiet allerdings ist trotz der Oberflächenbedingung immer noch eine diskrete zweidimensionale Schar, also eine große Zahl von Formfrequenzkurven erlaubt, die den verschiedenen diskreten Richtungen des Ausbreitungsvektors der zusammengesetzten longitudinalen und transversalen Wellen entsprechen.

Die Diskretheit der Richtungen kommt durch die Kommensurabilität von k_n mit der Plattendicke herein; bemerkenswert ist nur, daß für imaginäre k_n (im Gegensatz zu reellen) nur ein Wert mit den Randbedingungen verträglich ist (vgl. Abb. 1).

Wie schon gesagt, macht sich die Wellenschar des 1. und 2. Gebiets im Interferenzbild bei großer Plattendicke nicht bemerkbar; die Energie dieser Wellen verteilt sich hier offenbar auf eine zu große Fläche, d. h. in zu starkem Maß von der Oberfläche hinweg. Die Wellenschar des 3. Gebiets hingegen vereinigt eben gerade wegen ihrer Zweidimensionalität ihre ganze Energie an der Oberfläche und ist dort daher besonders intensiv. Von dieser allein wirksamen eindimensionalen Schar von Oberflächenwellen, also von der Formfrequenzkurve des 3. Gebiets, bis zur Interferenzkurve ist nur ein kleiner Schritt. Gemäß der Laueschen Gleichung ist die gesuchte Interferenzkurve eine ähnliche Vergrößerung der genannten Formfrequenzlinie. Unsere einzige Aufgabe besteht also wieder darin, die Formfrequenzkurven für die einzelnen schwingenden Systeme auszurechnen.

Zur quantitativen Formulierung der obigen Betrachtungen wurde der Fall ins Auge gefaßt, daß das Licht in vertikaler Richtung auffällt auf einen schwingenden Körper, dessen horizontale Dimensionen unbegrenzt seien, dessen vertikale Dimensionen aber begrenzt seien durch 2 horizontale parallele Ebenen, die im beliebigen Abstand $2h_1$ stehen; man hat also die Schwingungen einer ∞ ausgedehnten Platte oder im Grenzfall großer Dicke die Ausbreitung von Wellen im Halbraume zu studieren; Platte oder Halbraum können hierbei isotrop oder anisotrop sein.

Die Ausbreitung der Wellen wird bestimmt einerseits durch die Formfrequenzbeziehung, andererseits durch die Oberflächenbedingung. Beide Bedingungen ergeben je eine Gleichung zwischen k_{tg} und k_n:

$$D_1\,(k_{tg}\,,\varphi;\; k_n, \omega) = 0\,,$$
$$D_2\,(k_{tg}\,,\varphi;\; k_n, \omega) = 0\,,$$

von denen die erste, die Formfrequenzbeziehung, 6. Grades, die zweite Gleichung, die Oberflächenbedingung, transzendenter Natur ist. Aus beiden zusammen erhält man einen diskreten Vorrat an Wertepaaren $(k_{tg},\; k_n)$ mit der vorhin schon angegebenen Verteilung, daß im 3. Gebiet (Oberflächenwellen) nur 1 bzw. 2 Wertepaare, im 1. und 2. Gebiet hingegen eine diskrete Schar liegen. Diese verschiedenartige Besetzung der Gebiete rührt von der analytischen Struktur der Oberflächenbedingung her, nämlich davon, daß die Zahl der Raumwellen durch die Nullstellen eines trigonometrischen, die Zahl der Oberflächenwellen durch die Nullstellen eines hyperbolischen Sinus angegeben werden.

Die analytische Durchführung dieser Rechnung beim isotropen Körper ergibt nun für die erlaubten Werte von k_{tg} oder Λ, die Wellenlänge längs der Oberfläche, das folgende Bild (vgl. Abb. 2 und 3).

Hier ist als Abszisse aufgetragen $\Lambda/2h_1$, also die Wellenlänge gemessen in Einheiten der Plattendicke; als Ordinate nicht die Frequenz selbst, sondern die Wellengeschwindigkeit V, gemessen in Einheiten der Geschwindigkeit von räumlichen Transversalwellen. Da die Frequenz als festgehalten gedacht werden kann, bekommt hiermit die Ordinate auch die Bedeutung der Wellenlänge Λ. Die Kurven geben also bei vorgegebener Frequenz ω zu jeder Plattendicke die zugehörigen ausgesonderten Wellenlängen Λ; hierbei ist in der Abb. 2 der Raum bis zur

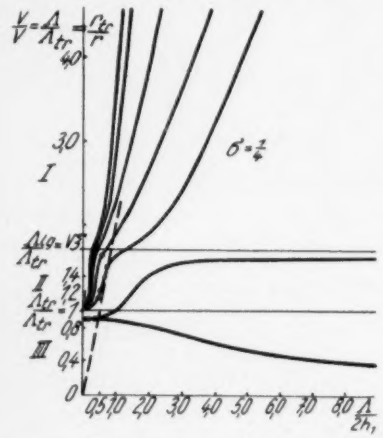


Abb. 2. Elastische Wellen Λ längs der Oberfläche einer Platte der Dicke $2h_1$

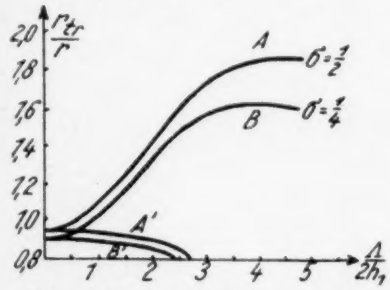


Abb. 3. Radius des Interferenzkreises als Funktion der Wellenlänge längs der Oberfläche

Ordinate noch mit weiteren Kurven ausgefüllt zu denken. Zur Beantwortung der Frage, welche elastischen Wellenlängen bei vorgegebener Plattendicke erlaubt sind, muß man die Kurven der Abbildung mit einer Ursprungsgraden schneiden, deren Neigung gegen die Abszisse, wie ersichtlich, der Plattendicke proportional ist. (Die Kurvenwerte auf der Ordinate gelten daher für die Wellenausbreitung im Halbraum). Die Schnittpunkte vermehren sich mit wachsender Neigung der Ursprungsgraden; auf der Ordinate schließlich ist das ganze Gebiet $\Lambda > \Lambda_{tr}$ erlaubt, doch liegt die größte Schnittpunktsdichte bei $\Lambda = \Lambda_{tr}$.

Man sieht, daß entsprechend der früheren Einteilung wieder 3 Gebiete unterschieden werden können, und daß im 3. Gebiet, wo die Wellenlänge kleiner ist als die der Transversalwellen, in der Tat nur jeweils 1 bzw. 2 Lösungen vorhanden sind (reine Oberflächenwellen); anders hingegen im 1. und 2. Gebiet. Die Kurven sind in Abb. 2 für einen ganz bestimmten Wert des Querkontraktionskoeffizienten ($\sigma = \frac{1}{4}$) gezeichnet und verlaufen für andere σ qualitativ ähnlich (vgl. Abb. 3). Aus den Abbildungen geht hervor, daß die Fortpflanzungsgeschwindigkeit von der Wellenlänge abhängt.

Vermittelst der Lauescheen Gleichung kann man sofort vom elastischen zum optischen Problem übergehen. Dann hat die Ordinate die Bedeutung des reziproken Radius des Interferenzkreises, gemessen in Einheiten des Radius des Transversalkreises.

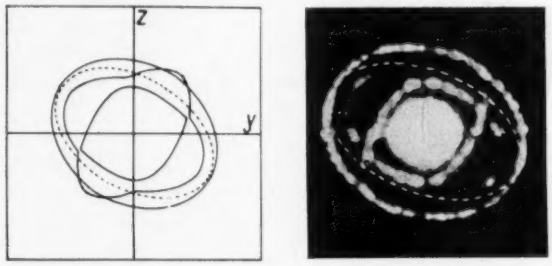


Abb. 4. Theoretische und experimentelle Interferenzfigur in der $y - z$-Ebene des Quarzes

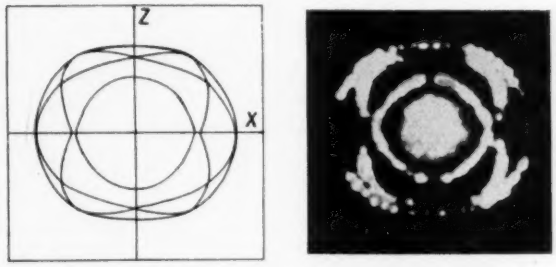


Abb. 5. Theoretische und experimentelle Interferenzfigur in der $x - z$-Ebene des Quarzes

Beim Vergleich mit dem Experiment sieht man zunächst, daß im Fall eines schwingenden Quaders, dessen Dicke groß ist gegen die Wellenlänge, mit wesentlicher Intensität nur ein Interferenzkreis auftreten darf, dessen Radius wenig größer ist als der des Transversalkreises; je nach dem Wert des Querkontraktionskoeffizienten beträgt er das 1,1- bis 1,2fache des letzteren. Beim Übergang zu dünneren Platten müssen allmählich 2 intensive Kreise auftreten, deren gegenseitiger Abstand in der hier angegebenen Weise mit abnehmender Plattendicke wächst. Neben diesen sind mit geringerer Intensität auch Interferenzkreise mit kleineren Radien aus dem 1. und 2. Gebiet zu erwarten, wie man aus der Abbildung im einzelnen ablesen kann. Diese Erwartungen der Theorie sind durch die Beobachtungen von Schaefer und Bergmann bereits im einzelnen bestätigt worden; die Meßpunkte sind in der Abb. 2 eingetragen. In Abb. 4

und 5 sieht man noch die Übereinstimmung von Experiment und Theorie bei einem anisotropen Körper, dem Quarz, bei Reflexion des Lichts an der xz- und yz-Ebene; die theoretischen Abbildungen sind hierbei aus der obigen Theorie berechnet unter Zugrundelegung der elastischen Konstanten, die aus dem Vogtschen Lehrbuch der Kristallphysik entnommen wurden.

Bezüglich der Intensität der auftretenden Interferenzkreise liegt es, wie schon gesagt, nahe, zu vermuten, daß die Intensität der Interferenzpunkte mit der Anregungsstärke der sie erzeugenden elastischen Wellen zusammenhängt. In diesem Fall wird man den Beobachtungen gerecht, wenn man die Annahme macht, daß die Anregungsenergie auf die 3 genannten Wellengebiete zu gleichen Teilen verteilt wird. Die verschiedene Anregungsstärke der einzelnen Wellen rührt dann von der verschiedenartigen Besetzung der 3 Gebiete her. In Verfolg dieses Gedankenganges wird man auf einen Gleichverteilungssatz der Energie auf die Ultraschallwellen geführt, der eine gewisse Analogie besitzt zu dem Gleichverteilungssatz der Ultraschallwellen der Wärmebewegung. Nur ist in dem vorliegenden Fall nicht ohne weiteres einzusehen, wie die als Voraussetzung für die statistische Gleichverteilung notwendige ideale Unordnung hergestellt wird.

Zusammenfassung

Bei der Theorie der Schaefer-Bergmannschen Methode der Reflexion liefert die Bedingung der Kräftefreiheit der Oberfläche eine Auswahl der auftretenden Interferenzpunkte. Den wesentlichen Beitrag zur Interferenzfigur liefern die Oberflächenwellen.

(Eingegangen am 30. September 1936)

Fortschritte der Hörphysiologie

Von Georg v. Békésy, Budapest

(Kgl. ung. telegraphentechnisches Versuchsamt)

Inhalt: 1. Anatomie des Ohres. — 2. Hörschwellenmessungen. — 3. Schutzwirkung des Mittelohres. — 4. Mechanische Frequenzanalyse in der Schnecke. — 5. Bioelektrische Erscheinungen in der Schnecke. — 6. Über die Nervenströme. — 7. Zusammenfassung. — 8. Literaturverzeichnis.

1. Anatomie des Ohres

Da das Ohr auf mechanische Reize anspricht, so bestand besonders bei den Physikern von jeher das Bestreben, die physiologischen Eigenschaften des Ohres aus seinem mechanischen Aufbau zu erklären. Die Abb. 1 zeigt schematisch, wie der Gehörgang durch das Trommelfell abgeschlossen wird. Auf dem oberen Teil des Trommelfelles sitzen die drei Gehörknöchelchen, Hammer, Amboß und Steigbügel, derart, daß die Schwingungen des Trommelfelles auf einem mit Flüssigkeit gefüllten Doppelkanal übertragen werden, dessen Scheidewand aus einer dünnen Membran, der Basilarmembran, besteht. Auf dieser Membran endigen die Hörnerven, so daß durch ihre Schwingungen die Hörempfindungen bestimmt werden.

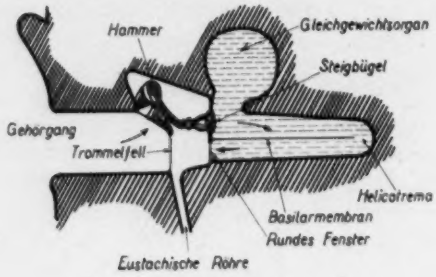


Abb. 1. Schematischer Schnitt durch die inneren Teile des Ohres

Bei einer langsamen Verschiebung des Steigbügels strömt die Flüssigkeit in dem oberen Kanal bis an das Röhrenende, dem sog. Helicotrema, um von hier im unteren Kanal zum runden Fenster zu gelangen, wo eine Auswölbung der Fenstermembran erfolgt. Auf diese Weise kann sich bei einer langsamen Verschiebung des Steigbügels die auf beiden Seiten der Basilarmembran entstehende Druckdifferenz ausgleichen. Wird die Schwingungsfrequenz des Steigbügels jedoch größer, so wird wegen der großen Trägheit nicht mehr die ganze Flüssigkeitssäule bis zum Helicotrema in Schwingungen versetzt, sondern es gerät die Basilarmembran in Schwingungen. Je höher die Schwingungsfrequenz des Steigbügels ist, um so mehr ziehen sich die Flüssigkeitsschwingungen vom Helicotrema zurück, so daß schließlich nur die Teile der Basilarmembran in unmittelbarer Nähe des Steigbügels in Schwingungen geraten. Auf diese Weise erfolgt eine gewisse örtliche Trennung der Schwingungen nach ihrer Frequenz.

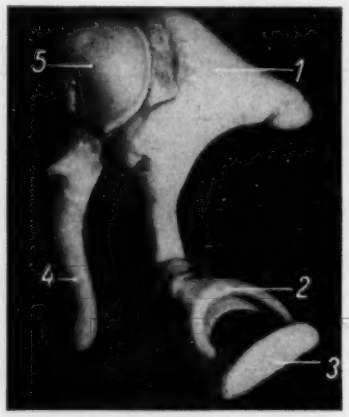


Abb. 2. Die drei Gehörknöchelchen

Die Abb. 2 stellt die Gehörknöchelchenkette dar. Das Trommelfell ist mit dem Hammerstiel *4* verwachsen, dessen Kopf *5* die Schwingungen auf den

Amboß *1* überträgt, die ihrerseits zum Steigbügel *2* weiter geleitet werden, dessen Fußplatte *3* im oberen Teil des Doppelkanales schwingt.

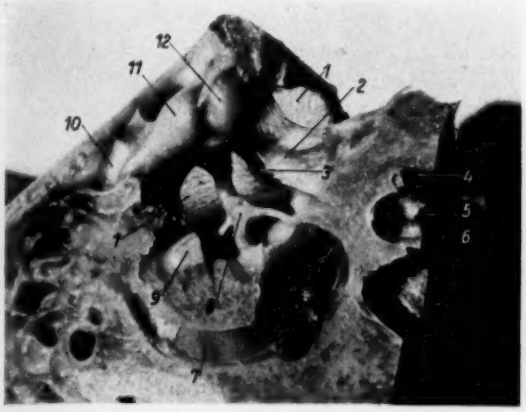


Abb. 3. Übersichtspräparat des Mittel- und Innenrohres
1 Trommelfell,
2 Sehne des Trommelfellspanners,
3 Hammerstiel, an der Mitte des Trommelfelles angewachsen,
4 Helicotrema,
5 obere Hälfte des Schneckenkanales,
6 untere Hälfte des Schneckenkanales,
7 eines der drei Bogengänge,
8 Steigbügel,
9 Steigbügelmuskel,
10 Bänder, mit denen die Gehörknöchelchen an die Wandung des Mittelohres befestigt sind,
11 Ambos,
12 Hammerkopf

Die Lage der Gehörknöchelchen hinter dem Trommelfell *1* zeigt die Abb. 3. Gleichzeitig ist hier auch die Sehne des Trommelfellspanners *2* zu sehen,

Abb. 4. Eine 1 mm dicke Scheibe der menschlichen Schnecke
1 Helicotrema, *2* Doppelkanal mit Basilarmembran, *3* Hörnerven

durch den der Hammer nach dem Inneren des Kopfes gezogen wird. Auch am Kopf des Steigbügels *8* greift links eine dünne Sehne an, dessen Muskel im Querschnitt bei *9* zu sehen ist, und der den kleinsten Muskel des Körpers darstellt.

Rechts auf der Abbildung ist der Doppelkanal *5* und *6* ersichtlich, der spiralig aufgewunden ist und daher als Schnecke bezeichnet wird.

In der Abb. 4, die eine dünne Scheibe längs der Achse der Schnecke darstellt, ist der Doppelkanal *2* mit der Basilarmembran und das Helicotrema *1* zu sehen, während *3* die Hörnerven darstellt.

2. Hörschwellenmessungen

Von den akustischen Messungen der Physiologie gelang es in letzter Zeit, besonders die Hörschwellenmessungen in den tieferen und mittleren Tonbereichen zu einem gewissen Abschluß zu bringen. Will man den Schalldruck am Trommelfell bestim-

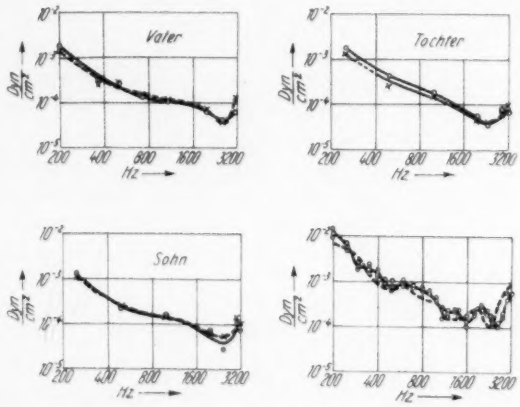


Abb. 5. Die Erblichkeit der Frequenzabhängigkeit der Hörschwelle (nach E. Waetzmann)

men, so kann man bei Verwendung eines freien Schallfeldes eine mit einem Mikrophon verbundene dünne Sonde im Gehörgang bis zum Trommelfell vorschieben (Lv. 1) oder aber man verwendet einen luftdicht am Ohr aufliegenden Fernhörer und berechnet den entstehenden Schalldruck aus dem Volumen zwischen Schallquelle und Trommelfell und aus der akustischen Impedanz des Trommelfelles (Lv. 2). Besonders die Verwendung des Thermophons als leichte und obertonfreie Schallquelle hat sich für den ganzen Hörbereich gut bewährt, nachdem es gelungen ist, die Messungen der akustischen Impedanz des Trommelfelles weitgehend zu vereinfachen und die Meßdauer zu verkürzen (Lv. 3).

Die exakten Messungen mit dem Thermophon ergaben zunächst, daß die Frequenzabhängigkeit der Hörschwelle für die beiden Ohren einen sehr ähnlichen Verlauf zeigen und daß dieser Verlauf erblich ist (Lv. 4). Die Abb. 5 zeigt die Hörschwelle für Vater, Tochter, Sohn und eines Fremden, wobei die

ausgezogenen Kurven für das linke und die punktierten Kurven für das rechte Ohr gelten. Ist die Frequenzabhängigkeit der Hörschwelle für die beiden Ohren nicht gleich, so spricht dies mit großer Wahrscheinlichkeit für eine erworbene und nicht geerbte Erkrankung des Ohres, welche Feststellung oft von Bedeutung sein kann (Lv. 5). Leider gelingt es meist nicht durch die Hörschwellenmessungen allein den Sitz der Erkrankung festzustellen (Lv. 6), denn die alte ohrenärztliche Regel, daß bei Mittelohrerkrankung die tiefen Töne, während bei Nervenschwerhörigkeit die hohen Töne ausfallen, läßt sich aus den Hörschwellenkurven oft nur schwer herauslesen, so daß neben der Hörschwellenmessung bei Luftleitung auch diejenige bei Knochenleitung auszuführen ist.

Bei Mittelohrerkrankungen und fehlendem Trommelfell und Gehörknöchelchen läßt sich oft durch Schwerhörigenapparate eine sehr bedeutende Verbesserung erreichen, wozu auch wesentlich beiträgt, daß bei dieser Art von Erkrankungen durch den Schall keine Schmerzempfindung entsteht, so daß bedeutende Schallverstärkungen angewandt werden können. Auch gelingt es in vielen Fällen durch Einsetzen eines künstlichen Trommelfelles aus Zellophan die normale Hörfähigkeit herzustellen. Leider wirkt jedoch auf die Dauer ein solcher Fremdkörper störend und erzeugt eine Reizung der Mittelohrgewebe.

Bei Nervenschwerhörigkeit zeigt es sich jedoch fast immer, daß in dem für die Sprache wichtigsten Frequenzbereich die Kurven gleicher Lautstärke stark verzerrt sind, d. h. eine Schalldruckvervielfachung eine von den normalen Verhältnissen ganz abweichende und stark frequenzabhängige Lautstärkenänderung ergibt. Man kann diesen Zustand beim Normalhörenden auf einige Augenblicke dadurch nachahmen, daß man das Ohr mit einem hohen Geräusch stark vorermüdet (Lv. 7). Es wird dann nach der Ermüdung die Sprache schwerer verständlich, trotzdem die Lautstärke sich nicht viel geändert hat. Diese Art von Verzerrung kann mittels einer Hörhilfe nicht beseitigt werden.

Für die hohe Entwicklung des normalen Ohres spricht, daß zwischen 1000 und 3000 Hz die Hörschwelle nur wenig über den Druckschwankungen liegt, die durch die Molekularbewegungen der Luft entstehen (Lv. 8). Unterhalb 1000 Hz muß allerdings die Hörschwelle zunehmen, wie dies die Abb. 5 zeigt, da das Gehörorgan durch den pulsierenden Blutstrom versorgt wird, wodurch besonders im Innenohr tieffrequente Druckschwankungen entstehen, die sich auf die Basilarmembran übertragen. Wie fein auch hier die Abstimmung ist, zeigt sich jedoch dadurch, daß bei Erkrankungen der Blutgefäße in der Nähe des Ohres, die oft mit der Entstehung von kleinen Flüssigkeitswirbeln in den Adern verbunden sind, die entstehenden Strömungsgeräusche stark stören. Die Analogie hierzu bildet die starke Abnahme der Sehempfindung für langwelliges Licht, damit die Wärmestrahlung des eigenen Körpers nicht stört (Lv. 9).

Außer den Eigengeräuschen muß auch die Hörschwelle mit tieferwerdender Frequenz wegen den Luftströmungen ansteigen, denn diese können schon durch die Haut wahrgenommen werden und ihre Druckschwankungen könnten oft die Hörempfindungen stark verdecken. Eine russische Polarexpedition machte die Beobachtung (Lv. 10), daß ihre meteorologischen Versuchsballone auf die tiefen Luftdruckschwankungen der Windstöße resonieren, derart, daß die sonst unhörbaren Luftdruckschwankungen beim Anlegen des Ohres an die Ballonwand sogar Schmerzempfindungen erzeugen konnten. Es gelang ihr auf diese Weise das Herannahen eines Sturmes schon mehrere Tage voraus festzustellen. Vielleicht wird eine derartige Akustik des Windes noch eine Bedeutung erhalten.

3. Schutzwirkung des Mittelohres

Oft erreichen die tieffrequenten Luftdruckschwankungen in der Natur in Form von Donner und Stürmen eine solche Stärke, daß eine Schädigung des Innenohres auftreten könnte. Dies wird vermieden durch eine der Irisblende des Auges entsprechende Schutzvorrichtung des Mittelohres. Es befindet sich nämlich die Gehörknöchelchenkette des Mittelohres in einem labilen Gleichgewicht, derart, daß bei übermäßig großen Schwingungsamplituden ein Umkippen in eine solche Schwingungsform auftritt, bei der die Trommelfellschwingungen nur stark vermindert auf die Flüssigkeit des Schneckenkanales übertragen werden. Die obere Zeichnung der Abb. 6 zeigt die Schwingungsform bei normalen

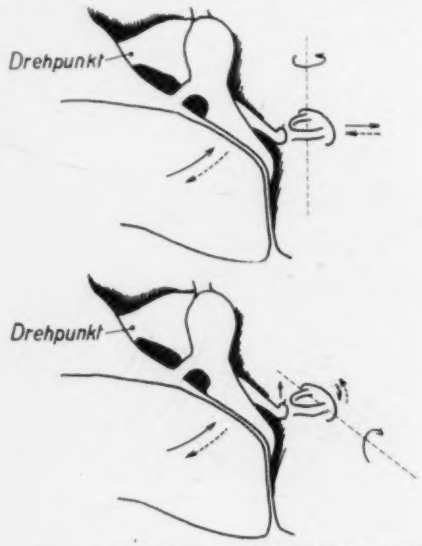


Abb. 6. Durch ein Umkippen der Schwingungsrichtung des Steigbügels wird bei übermäßig großen Schalldrucken die Übertragung der Trommelfellschwingungen auf das Innenrohr unterbrochen

Lautstärken, wobei sich der Steigbügel um eine senkrechte Achse dreht und der vordere Teil der Steigbügelfußplatte die Flüssigkeit des Schneckenkanales in Schwingungen versetzt. Bei größeren Schwingungsamplituden des Trommelfelles führt die Steigbügelfußplatte Drehschwingungen um eine horizontale, durch die Mitte der Platte gehende Achse aus, bei der die Flüssigkeit nicht in den Schneckenkanal gepreßt wird, sondern sich nur in der unmittelbaren Nähe der Steigbügelfußplatte hin und her bewegt. Die damit verbundene Lautstärkenabnahme kann bei den Frequenzen unterhalb 20 Hz sehr gut beobachtet werden (Lv. 11).

4. Mechanische Frequenzanalyse in der Schnecke

Die durch den Steigbügel dem Schneckenkanal übertragenen Flüssigkeitsschwingungen verteilen sich nicht gleichmäßig auf die gesamte Länge der Schnecke, sondern konzentrieren sich auf gewisse Gebiete, deren Ort sich je nach der Frequenz der Schwingungen ändert. Durch hohe Töne werden besonders die Teile in der Nähe des Steigbügels in Schwingungen versetzt, während bei den tiefen Tönen umgekehrt die vom Steigbügel entfernteren Teile in Schwingungen geraten. Diese Einortstheorie (Lv. 12), die jeder Frequenz einen anderen Reizort auf der Basilarmembran zuordnet und eine Modifikation der Helmholtzschen Resonanztheorie darstellt, konnte in letzter Zeit durch eine sehr große Zahl von Beobachtungen gesichert werden.

Zunächst konnten in Modellversuchen, bei denen die Abmessungen und die elastischen Eigenschaften der Schnecke weitgehend berücksichtigt wurden, Flüssigkeitsströmungen hergestellt werden, die sich auf ein ganz enges Gebiet des Schneckenkanales beschränken und bei einer Frequenzänderung ihren Ort längs des Schneckenkanales verändern. Es gelang auch mathematisch die Entstehungsursache dieser scharf lokalisierten Flüssigkeitsströmungen zu erfassen (Lv. 13), wobei die besonders von den Physiologen ausgeführten Untersuchungen über die Ausbreitung von Flüssigkeitsschwingungen in Röhren mit nachgiebigen Wänden (Lv. 14), wie z. B. die Blutgefäße, von Wichtigkeit waren.

Ferner zeigten Kranke mit ausgesprochenen Hörlücken bei der anatomisch-mikroskopischen Untersuchung, daß diesen begrenzten Hörlücken auch in der Schnecke räumlich begrenzte Zerstörungen der Hörnerven entsprachen (Lv. 15). Setzt man das Ohr längere Zeit einem starken Tone aus, so tritt eine Ermüdung ein und die Lautstärke des Tones nimmt mit der Zeit dauernd ab. Diese Ermüdung erstreckt sich ebenfalls nur auf ein eng begrenztes Gebiet der Basilarmembran, da eine Frequenzänderung des Tones die Ermüdung aufhebt, was mit der Verschiebung des Reizortes auf der Basilarmembran zusammenhängt.

Da nach den Erfahrungen der Physiologen Reize im allgemeinen elektrische Erscheinungen erzeugen, so war zu hoffen, daß es bei der hohen Entwicklung der heutigen Verstärkertechnik gelingen wird, diese elektrischen Erscheinungen in den Zellen zu messen und damit die mehr subjektiven Beobachtungen durch objektive Messungen zu ergänzen.

5. Bioelektrische Erscheinungen in der Schnecke

Die elektrischen Erscheinungen in den Zellwänden sind mehrfacher Natur. Zunächst besteht ein Transformationsorgan, das im Falle der Schnecke die mechanischen Verschiebungen oder Druckwirkungen in eine elektrische Spannungsdifferenz umwandelt. Durch diese Spannungsdifferenz werden nun die Nervenfasern erregt, die für eine Weiterleitung der Spannungsdifferenz bis zum Bestimmungsort sorgen, wo eventuell ein zweites Transformationsorgan die Entstehung des Reizerfolges bewirkt. Die Umwandlung der mechanischen Größen in eine Spannungsdifferenz kann man sich so vorstellen, daß bei der Verschiebung der Zellmembranen Ionenkonzentrationsänderungen entstehen (Lv. 16), die ihrerseits die Spannungsdifferenz erzeugen. Man kann dabei auch etwa an die Umkehrung des Kapillarelektrometers denken (Lv. 17). Sicheres weiß man allerdings hierüber noch nicht.

Legt man eine Elektrode durch eine Operationsöffnung ganz in die Nähe der Schnecke und eine zweite an eine indifferente Stelle des Körpers, z. B. an den Hals, so kann man beim Einwirken eines Schalles auf das Ohr diese Spannungsdifferenz gut beobachten (Lv. 18). Sie gibt naturgetreu bis zu Frequenzen über 13000 Hz die Schalldruckschwankungen wieder, so daß bei entsprechender Verstärkung die in das Ohr eines Versuchstieres gesprochenen Worte in einem anderen Zimmer über einen Lautsprecher abgehört werden können.

Mißt man für die verschiedenen hohen Töne die Schalldruckamplituden, bei der eben eine merkbare Spannungsdifferenz entsteht, so erhält man die in der Abb. 7 stark ausgezogene Kurve (Lv. 19), während die mit der gleichen Schalldruckmeßeinrichtung gemessene mittlere Hörschwelle des Menschen durch die punktierte Kurve gegeben ist.

Auf diese Weise ließ sich zeigen, daß zwischen der Hörschwelle des Hundes, des Schimpansen, der Katze und des Menschen kein wesentlicher Unterschied bestehen kann (Lv. 20).

In der Abb. 7 stimmt in den höheren Tonlagen die Hörschwelle der Katze vollkommen mit der des Menschen überein, während bei den tieferen Frequenzen die elektrischen Spannungen zu klein ausfielen. Verlegt man die Elektrode von dem runden Fenster an die Spitze der Schnecke, so kehrt sich dieses Verhältnis um, und es werden die Spannungen bei den höheren Tönen zu klein. Dies ist eine

wichtige Stütze der Einortstheorie, denn es zeigt, daß die hochfrequenten Spannungen in der Nähe des runden Fensters und des Steigbügels entstehen, während die tieffrequenten Spannungen an der Schneckenspitze erzeugt werden, wohin auch die Elektrode zu bringen ist, wenn man die gesamte Spannung erhalten will.

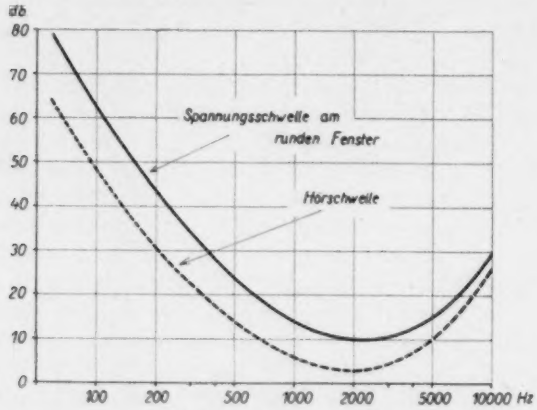


Abb. 7. Die bei einer Katze am runden Fenster elektrisch aufgenommene Frequenzabhängigkeit der Hörschwelle (nach H. Davis)

Eine weitere Stütze der Einortstheorie ist, daß durch Anbohren der Schnecke ein engbegrenztes Gebiet der Basilarmembran gelockert werden kann, worauf die durch den Schall erzeugten Wechselspannungen eine Tonlücke aufweisen (Lv. 21).

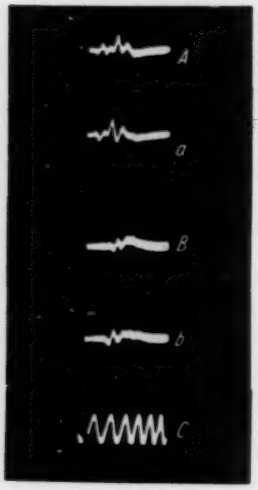


Abb. 8. Oszillogramm der elektrischen Spannungsschwankungen am runden Fenster der Schnecke und an den Hörnerven bei einem Knall. Die unterste Kurve stellt als Zeitskala einen Ton von 1000 Hz dar (nach A. Derbyshire und H. Davis (Lv. 22)

6. Über die Nervenströme

Im Gegensatz zu den eben beschriebenen Spannungen, die mit dem Schalldruck vollkommen konform verlaufen, zeigen die Nervenströme ein ganz anderes Verhalten. Erzeugt man mit einem Lautsprecher einen ganz kurzen Knall und verfolgt die in der Nähe des runden Fensters entstehenden Spannungsänderungen, so zeigt die Abb. 8 A und 8a, daß bei einer Umpolung des Lautsprechers sich der Beginn der Spannungskurve ebenfalls umpolt, während der darauffolgende Teil unverändert bleibt. Entfernt man sich mit der Elektrode vom runden Fenster längs dem Hörnerven, so wird der erste Teil der Kurve immer schwächer, während der zweite unveränderte Teil ohne Schwächung weiter geleitet wird. Man kann auf diese Weise den in der Abb. 8 B dargestellten reinen Nervenstrom erhalten, der, wie auch die Abb. 8b zeigt, bei einer Umpolung des Lautsprechers nicht geändert wird. Bei Kokaineinwirkung, Abkühlung oder Absterben verschwinden zuerst die Nervenströme, während die mit dem Schalldruck konformen Spannungsänderungen oft nach dem Tode noch längere Zeit erhalten bleiben.

Beobachtet man das Einsetzen der Nervenströme an verschiedenen Stellen des Hörnerven, so folgt daraus, daß durch den Knall eine ungedämpfte Wanderwelle entsteht, die sich längs den Hörnerven mit einer Geschwindigkeit von etwa 30 m/sec fortpflanzt [1]).

Zwecks näherer Untersuchung dieser Erscheinung zeigt die Abb. 9 einen Querschnitt durch die Hörnerven [2]), wobei eine gewisse Ähnlichkeit mit einem Fernsprechkabel nicht abzusprechen ist.

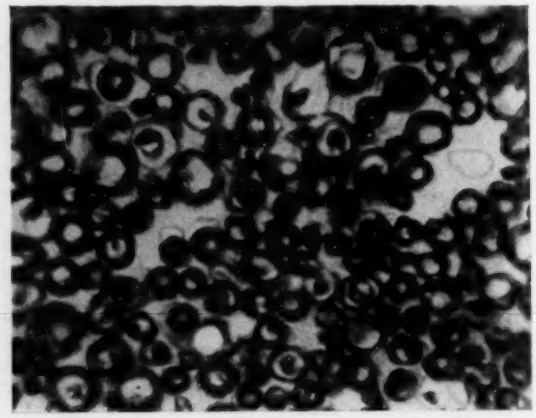


Abb. 9. Querschnitt durch die Hörnerven

Jede der einzelnen Fasern, deren Gesamtzahl 30000 beträgt, hat einen ungefähren Durchmesser von 0,003 mm und besteht aus einem Mantel von einem Stoff mit hohem Ohmschen Widerstand und aus einem Kern, der ebenso wie die umgebende Flüssigkeit eine gut leitende elektrolytische Lösung darstellt. Der Mantel ist sehr dünn und hat ungefähr eine Kapazität von 0,5 μF pro cm^2 der Oberfläche. Die gleichen Werte wurden für die Wände sämtlicher Nervenfasern, ja sogar der Wand der roten Blutkörperchen und der Pflanzenzellen (Lv. 23) gefunden, so daß sich in dem Aufbau der Lebewesen eine große Ähnlichkeit zeigt. Man kann daher die Entstehung und Ausbreitung der Nervenströme auch

[1]) Im allgemeinen ist die Fortpflanzungsgeschwindigkeit in den Nerven der Säugetiere 100 m/Sek.

[2]) Für die Herstellung des mikroskopischen Präparates möchte ich auch an dieser Stelle Herrn Dr. Eduard Kratochwill danken.

an Pflanzenzellen untersuchen, wobei die größeren Abmessungen die Beobachtungen erleichtern.

Die Abb. 10 zeigt schematisch eine einzelne Zelle einer Wasserpflanze (Nitella), deren Länge mehrere Zentimeter erreichen kann. Durchstößt man die Zellenwand mit einer Glaskapillaren, so läßt sich zeigen, daß zwischen den beiden Seiten der Zellenwand eine Spannungsdifferenz von etwa 30 mV besteht (Lv. 23), die besonders durch den Konzentrationsunterschied der K-Ionen erzeugt wird. Schickt man durch die in der Abbildung links befindlichen beiden Elektroden E_2 einen kurzen Stromstoß, so bricht an der betreffenden Stelle die Spannungsdifferenz an der Zellwand zusammen, wodurch ein besonderer Zustand der Zellwand entsteht, der sich mit gleichförmiger Geschwindigkeit längs der ganzen Zelle ausbreitet und beim Erreichen der Elektrode E_1

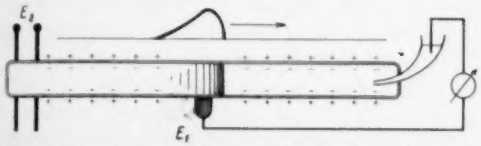


Abb. 10. Fortpflanzung der Nervenströme

einen Ausschlag des Voltmeters ergibt. Doch dauert dieser Ausschlag nur eine kurze Zeit, denn hinter der Wanderwelle stellt sich der ursprüngliche Zustand der Zellwand gleich wieder her. Die Größe der Spannungsänderung der Wanderwelle hat längs der ganzen Zelle den gleichen Wert und ist auch von der Größe oder Art des auslösenden Reizes vollkommen unabhängig. Man nennt daher derartige Systeme Zündschnursysteme.

Hat sich eine Wanderwelle ausgebildet, so bleibt ein unmittelbar darauffolgender Reiz erfolglos. Erst wenn eine gewisse Zeit, die sog. Refraktärzeit, vergangen ist, kann eine neue Welle entstehen. Dies hat zur Folge, daß bei einer dauernden Reizung der Zelle keine dauernde Änderung des Spannungszustandes eintritt, sondern im Takte der Refraktärzeit Wanderwellen entstehen, die sich längs der Zelle fortpflanzen.

Bei den Nervenfasern liegen die Verhältnisse genau gleich. Auch hier beträgt die Potentialdifferenz der Zellwand etwa 30 mV. Die Refraktärzeit beträgt etwa 0,001 Sek., so daß bei einer dauernden Reizung einer Nervenfaser eine Impulsfolge von etwa 1000 Hz über die Faser fließt. Höhere Wechselfrequenzen können von einer einzelnen Nervenfaser nicht übertragen werden. In einem Nervenbündel sieht man bei dauernder Reizung, wie die Abb. 11 zeigt (Lv. 24) eine ganz unregelmäßige Folge von Spannungsstößen, die bei fortschreitender Durchschneidung des Nervenbündels sich vereinfacht und schließlich in die periodischen Impulse einer einzelnen Faser übergeht.

Dieser Sachverhalt spricht dafür, daß die Tonhöhenempfindung im wesentlichen durch den Reizort auf der Basilarmembran und der damit in Anspruch genommenen Nervenfasern bestimmt wird und nur zum Teil durch die Nervenströme. Dies zeigt auch der Fall eines Kranken, bei dem es gelang, unmittelbar die Hörnerven durch einen Wechselstrom zu reizen. Es ergab sich, daß von 1,5 bis 30 Hz impulsartige Geräusche hörbar waren, die bei 30 Hz zusammenschmolzen, so daß von 100 bis 6000 Hz überhaupt keine Änderung der Hörempfindungen mehr auftrat.

Ob die Lautstärkenempfindung von der Zahl der erregten Nervenfasern oder der eintreffenden Spannungsimpulse abhängt, läßt sich gegenwärtig noch nicht entscheiden. Es zeigte nämlich die neuere physiologische Forschung, daß der Reizerfolg wahrscheinlich nicht unmittelbar durch die am Nervenende eintreffenden Impulse bestimmt wird, sondern

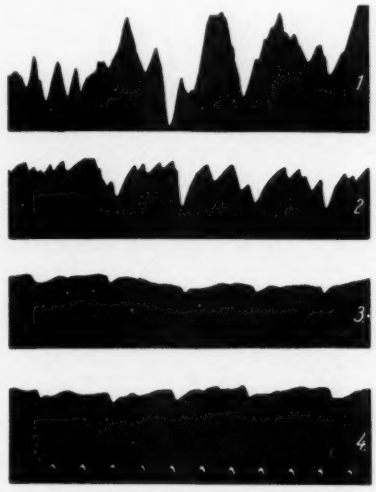


Abb. 11. Ströme eines Nervenbündels bei fortschreitender Durchtrennung desselben (nach E. D. Adrian)

daß die Impulse erst das lokale Entstehen eines Stoffes bewirken, der dann seinerseits den Reizerfolg bestimmt.

Reizt man nämlich z. B. die Chorda tympani, ein im Mittelohr befindliches Nervenbündel, so tritt eine Speichelabsonderung ein. Verbindet man nun die aus der Speicheldrüse führende Vene bei einem Versuchstier operativ mit der Arterie eines zweiten Versuchstieres, so tritt bei einer elektrischen Reizung des ersten auch eine Speichelabsonderung bei dem zweiten auf (Lv. 25). Dies spricht dafür, daß in dem Blutstrom bei der Reizung ein spezifischer Stoff enthalten ist, der eine Speichelabsonderung bewirkt. Da diese Stoffe meist nur an Ort und Stelle wirken sollen, so zerfallen sie sehr rasch und es wird begreiflich, daß ihre Untersuchung nur schwer vor sich geht.

Für die Rolle derartiger chemischer Zwischenprozesse beim Hören sprechen auch die akustischen

Nachbilder (Lv. 26) und Echowirkungen, bei denen oft lange nach dem Aufhören der Schalleinwirkung noch Hörempfindungen auftreten. Bei rein elektrischen Prozessen wären solche lange Reaktionszeiten schwer vorstellbar.

7. Zusammenfassung

In diesem kurzen Überblick sollte gezeigt werden, wie augenblicklich gerade die für den Lärmtechniker so wichtige Frage der Lautstärke und der Frequenzanalyse mit den tiefsten Problemen der Physiologie zusammenhängen, so daß es bei ihrer Lösung sehr auf ein zielbewußtes Zusammenarbeiten ankommt.

8. Literaturverzeichnis

1. L. J. Sivian and S. D. White, Journ. Acoust. Soc. of America **4** (1933), 288.
2. W. Geffcken, Ann. d. Phys. (5) **19** (1934), 829.
3. K. Schuster, Elektr. Nachr.-Techn. **13** (1936), 164; L. Keibs, Ann. d. Phys. (5) **26** (1936), 585.
4. E. Waetzmann, Festschrift der Techn. Hochsch. Breslau zu ihrem 25jährigen Bestehen 1910—1935. S. 478, 1935. E. Waetzmann u. L. Keibs, Akust. Zeitschr. **1** (1936), 3.
5. B. Langenbeck, Zeitschr. f. Hals-Nasen-Ohrenheilkde. **39** (1936), 223.
6. H. Sell, Zeitschr. f. techn. Phys. **15** (1934), 30.
7. Phys. Zeitschr. **30** (1929), 721.
8. Anmerkung 1 und 2.
9. M. Czerny, Zeitschr. f. techn. Phys. **14** (1933), 436.
10. Mündliche Mitteilung von Prof. Dr. N. S. Rchevkin, Moskau.
11. Ann. d. Phys. (5) **26** (1936), 554.
12. M. Gildemeister, Zeitschr. f. Hals-Nasen-Ohrenheilk. **27** (1930), 305.
13. O. F. Ranke, Die Gleichrichtresonanztheorie. Heidelberg, Lehmanns Verlag. München 1931.
14. O. Frank, Zeitschr. f. Biologie **85** (1926), 91.
15. J. Grove, R. Guild u. M. Polvogt, Bulletin of the Johns Hopkins Hopital No. 5 **54** (1934), 315.
16. W. Nernst, Göttinger Nachrichten, Math.-Phys. Klasse **104** (1899). Pflügers Arch. f. ges. Physiol. **122** (1908), 275. G. v. Békésy, Phys. Zeitschr. **30** (1929), 740. O. Voss, Naturwiss. **21** (1935), 721. E. Kupfer, Monatsschr. f. Ohrenheilk. u. Laryn.-Rhin **68**, Heft 7—12 (1934).
17. G. Schmaltz, Maschinenbau I. **3** (1924), 639.
18. E. G. Wever u. C. W. Bray, Science **71** (1930), 215.
19. H. Davis, Journ. Acoust. Soc. of America **6** (1935), 205.
20. John C. Steiberg, Journ. Acoust. Soc. of America **7** (1935), 73.
21. H. Held u. F. Kleinknecht, Pflügers Arch. **216** (1927), 1. H. Davis, S. S. Stevens u. M. H. Lurie, Journ. Acoust. Soc. of America **7** (1936), 237.
22. A. J. Derbyshire u. H. Davis, American Journ. of Physiology **113** (1935), 476 und Anm. 19.
23. W. J. V. Osterhout, Biol. Rev. **6** (1931), 369.
24. E. D. Adrian, siehe zusammenfassende Darstellungen.
25. A. v. Beznak, Pflügers Arch. **229** (1932), 719.
26. E. Kupfer, vgl. Anm. 16.

Neuere zusammenfassende Darstellungen

E. D. Adrian, The Basis of Sensation, New York 1928.
A. V. Hill, Chemical Wave Transmission in Nerve, Cambridge 1932.
H. Schaefer, Neuere Untersuchung über den Nervenaktionsstrom. Ergebn. d. Physiol. von Asher-Spiro **36** (1934), 151.
W. J. V. Osterhout, Physiological Studies of Single Plat cells. Biol. Rev. **6** (1931), 369.
N. Rachevsky, Some Physico-Math. Aspect of Nerve Conduction. Physics **4** (1933), 341.
Balth. van der Pol u. M. J. van der Mark, Le battement du cœur consideré comme oscillation de relaxation. Londe éléctrique 1928.
H. Davis, The electrical Phenomena of the Cochlea and the Auditory Nerve. Journ. Acoust. Soc. of America **6** (1935), 205.
H. Fletcher, A Space-Time Pattern Theory of Hearing. Journ. Acoust. Soc. of America **1** (1930), 311.
R. L. Wegel, Physical Data and Physiology of Excitation of the Auditory Nerve. Annals of Otology, Rhynology and Laryngology **41** (1932), 740.
O. F. Ranke, Physiologie der Schnecke und des Cortischen Organs. Ergebn. d. Physiol. von Asher und Spiro **37** (1935), 12.
F. Trendelenburg, Klänge und Geräusche, Springer 1935.
R. T. Beatty, Hearing in man and animals, London 1932.

(Eingegangen am 22. September 1936)

Die physikalischen Grundlagen der Raumakustik

Von L. Cremer, Berlin

Inhalt: Einleitung. — 1. Geometrische Raumakustik. 2. Statistische Raumakustik. 3. Wellentheoretische Raumakustik. — Schlußwort.

Einleitung

Es ist ein in Musiker- und Architektenkreisen weit verbreiteter Aberglaube, daß man hinsichtlich der Hörsamkeit eines Raumes ganz dem Zufall ausgeliefert sei und auf beliebige Überraschungen nach Fertigstellung des Baues gefaßt sein müsse. Auf der anderen Seite wird oft von denjenigen Baufachleuten, die in dankenswerter Weise den raumakustischen Gesetzen Beachtung schenken, Genauigkeit und Tragweite ihrer Formeln stark überschätzt. Es soll der Zweck meiner Übersicht sein, die richtige Mitte zwischen beiden Auffassungen auf Grund unseres heutigen Wissensstandes zu zeigen.

Ich muß mich dabei auf die physikalischen Gesetze beschränken und werde alles, was die Bewertung der Vorgänge für das Ohr betrifft, nur dort erwähnen, wo die physikalische Entwicklung einfach zu einer Auseinandersetzung mit Hörproblemen zwingt.

Dem theoretischen Physiker erscheint die Raumakustik zunächst nur als die Anwendung bekannter Differentialgleichungen auf komplizierte Rand- und Anfangsbedingungen. Er vermutet bei ihr also nichts prinzipiell Neues. Daß man hierin Überraschungen erleben kann, hat Ihnen bereits der Hinweis von Herrn Prof. Meyer[1]) auf die Absorption durch Molekülschwingungen bei feuchter Luft gezeigt, auf welche man bei raumakustischen Versuchen gestoßen wurde. Aber auch, wenn man

[1]) E. Meyer, Zeitschr. f. techn. Phys. **17** (1936); V. O. Knudsen, Journ. Acoust. Soc. Am. **6** (1935), 199; H. O. Kneser, Journ. Acoust. Soc. Am. **5** (1933), 122.

im Gebiete des mechanischen Kontinuums bleibt, sind die Erscheinungen immerhin so vielseitig, daß gar nicht eine physikalische Betrachtungsweise alle Fälle umfassen kann.

Wir können unterscheiden — und diese Einteilung möchte ich hier zur Richtschnur nehmen — zwischen einer geometrischen, einer statistischen und einer wellentheoretischen Raumakustik. Für diese drei Gruppen sind nicht nur ihre methodischen Unterschiede, sondern ebenso ihre Anwendungsgebiete kennzeichnend.

1. Geometrische Raumakustik

Ein typischer Fall für die Anwendung geometrischer Betrachtungsweisen ist das Echo. Hier kommt man, abgesehen vom direkten Schall, mit der Verfolgung eines einzigen Reflexionsweges aus, der meist leicht aus der Gestalt der vorhandenen Flächen folgt. Als besonders charakteristisches Beispiel möchte ich Ihnen eine Untersuchung des Prinzregententheaters in München vorführen, welche von Herrn Geheimrat Zenneck und seinen Mitarbeitern Crone und Seiberth nach der Stoßprüfungsmethode durchgeführt wurde[2]). Das Münchner Prinzregententheater hat amphytheatralische Gestalt. Alle Sitzreihen und auch die Hohlkehle zwischen Decke und Rückwand bilden konzentrische Kreise zum Bühnenmittelpunkt, wodurch eine günstige Bedingung für das Zustandekommen eines Echos in einem Innenraum, nämlich Konzentrierung eines Reflexionsweges, gegeben ist. Und zwar werden gerade die Schauspieler auf der Bühne selbst durch den Rückwurf ihres eigenen Wortes gestört. Abb. 1 zeigt oben den Strahlengang im Theater, der den Schall vom Sprecher über Rückwand und Decke oder umgekehrt wieder zum Sprecher bringt. In dem darunter befindlichen Oszillogramm ist die Schallregistrierung eines Mikrophons auf der Bühne wiedergegeben, wenn dort ein Pistolenschuß in Richtung auf den Zuschauerraum abgefeuert wurde. Das Oszillogramm enthält deutlich neben dem direkten Schall den störenden Rückwurf. Die gleichzeitige Registrierung einer Zeitmarke erlaubt die Bestimmung der Wegzeit, und der Vergleich mit dem obigen Strahlengang ermöglicht eine Kontrolle. Die Abhilfmaßnahme war klar; es mußte das Stück von Decke und Rückwand über dem obersten Rang stark gedämpft werden.

Nun sollen aber derartige Abnormitäten bereits bei den Entwürfen vermieden werden. In den einfachsten Fällen und in erster Annäherung kann eine Strahlenskizze wie in der Abb. 1 derartige Fehler aufdecken. Man spricht daher von geometrischer Raumakustik. Derartige Konstruktionen sind aber streng nur dann anwendbar, wenn wir es mit Flächen zu tun haben, deren Gesamtausdehnung einmal groß zur Wellenlänge und deren Oberflächenrauhigkeit klein zur Wellenlänge ist. Dann können wir von einer geometrischen Akustik in Analogie zur geometrischen Optik sprechen. Gerade die geometrische Raumakustik ist dem Architekten, der seine Welt am Zeichenbrett entstehen läßt, besonders sympathisch[3]). Ihr Anwendungsgebiet liegt nicht nur in der Vermeidung von Störungen, wie beim Echo, sondern auch in der wirksamen Formgebung von nützlichen Reflexionsflächen in unmittelbarer Nachbarschaft der Sendequelle wie bei Kanzeln, Musikmuscheln u. dgl.[4]).

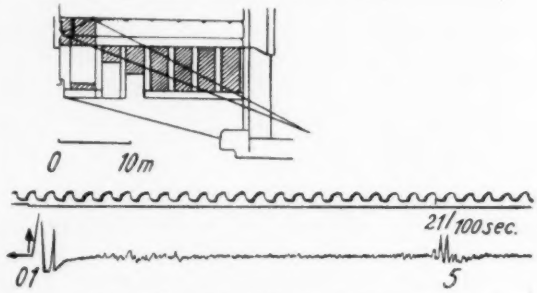


Abb. 1. „Stoßprüfung" im Münchner Prinzregententheater nach Crone, Seiberth, Zenneck

Ich darf mir ein näheres Eingehen auf dieses Gebiet ersparen, da uns Herr Osswald[5]) noch besondere Anwendungsbeispiele der geometrischen Raumakustik aus seiner großen praktischen Erfahrung heraus bringen wird. Ich möchte nur im Interesse der methodischen Übersicht erwähnen, daß man den Begriff der geometrischen Raumakustik zweckmäßig etwas weiter faßt, als es der Analogie zur geometrischen Optik entsprechen würde. Auch diffuse Reflexionen können bei geeigneter Verteilung ein Echo oder auch eine günstige Verstärkung des Strahlenganges ergeben. Nicht nur die oben erwähnte Schußmethode nimmt auf den diffusen Charakter Rücksicht. Das gleiche tun auch alle Modellmethoden, die mit Wasserwellen, Funkenknall oder anderen sehr kurzen Schallwellen arbeiten, wenn dafür gesorgt ist, daß die Länge der erzeugten Welle im Verhältnis des Modellmaßstabes verkürzt ist. Wir wollen alle diese Methoden zur „geometrischen Raumakustik" dazu rechnen. Ihre Gesamtkennzeichnung liegt eigentlich mehr darin, daß wir mit der Verfolgung nur weniger bestimmter Schallwege auskommen.

Jede der genannten Betrachtungsweisen zeigt ihre Eigenarten am deutlichsten bei der rein physikalischen Aufgabe, die Energieabgabe, die bei einer

[2]) W. Crone, H. Seiberth u. J. Zenneck, Ann. d. Phys. (5) **19** (1934), 299.

[3]) Vgl. z. B. E. Michel, Hörsamkeit großer Räume. Vieweg, Braunschweig 1921.

[4]) Vgl. z. B. A. D. Fokker u. M. I. O. Strutt, Arch. Musée Teyler III **7** (1930), H. 2.

[5]) F. M. Osswald, Zeitschr. f. techn. Phys. **17** (1936).

Reflexion auftritt, quantitativ zu bestimmen. Diese Aufgabe überläßt der Baufachmann neidlos dem Physiker. Ihn interessiert nur das Ergebnis. Nach einem Vorschlag des AEF[6]) bezeichnen wir den Quotienten von nicht reflektierter Energie (d. h. verschluckter) zur aufgefallenen als Schluckgrad a. Abb. 2 zeigt Ihnen links die Methode von Kühl und Meyer[7]). Der Schall vom Lautsprecher kann zum Empfänger nur über eine Meßwand gelangen.

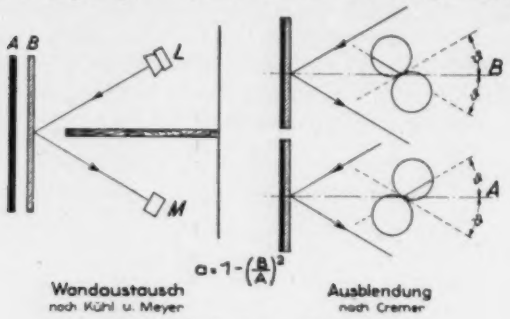


Abb. 2. Reflexionsmeßmethoden der geometrischen Raumakustik

Dabei wird eine Schalldruckanzeige B beobachtet. Die Meßwand wird durch eine starre Wand ersetzt und der Schalldruck steigt auf A. Somit ergibt sich der Schluckgrad aus

$$a = 1 - \left(\frac{B}{A}\right)^2.$$

Man kann die Trennwand und den Austausch der Meßwand dadurch vermeiden, daß man einen gerichteten Schallempfänger verwendet und mit diesem einmal den direkten und einmal den reflektierten Strahl ausblendet und so die entsprechenden Ausschläge B und A erhält (Abb. 2 rechts)[8]). Die beiden genannten Methoden setzen voraus, daß nur direkter Schall und eine Reflexion vorhanden ist, verlangen also den sehr witterungsempfindlichen Aufbau im Freien oder sehr gedämpfte und große Räume.

Nun hat Spandöck[9]) auch noch eine andere Methode angegeben, die auch in weniger gedämpften Räumen von genügender Größe prinzipiell durchführbar ist (Abb. 3). Sendet der Lautsprecher nur einen kurzen Ton, so lassen sich direkter Tonimpuls und die zu beobachtende erste Reflexion zeitlich auf dem Oszillogramm trennen, und diese wieder von allen späteren Reflexionen, die dann weder interessieren noch stören. Die Kurztonmethode erlaubt übrigens auch das Vorhandensein oder Nichtvorhandensein längerer Einschwingungvorgänge zu untersuchen[10]).

[6]) AEF-Vorschlag 37, ETZ (1932), 117.
[7]) V. Kühl u. E. Meyer, Berl.-Ber., Phys.-math. Kl., 1932, XXVI.
[8]) L. Cremer, Elektr. Nach.-Techn. **13** (1936), 36.
[9]) E. Spandöck, Ann. d. Phys. (5) **20** (1934), 328.
[10]) E. Meyer, Elektr. Nach.-Techn. **13** (1936), 95.

Diese rein physikalischen Methoden kennzeichnen den Anwendungsbereich der geometrischen Raumakustik folgendermaßen: Entweder sind nur wenige Reflexionen vorhanden oder es interessieren von einer Schallausbreitung nur die ersten Augenblicke. Im späteren Verlauf kommt man bei geschlossenen Räumen meist mit einer Verfolgung der Schallstrahlen nicht mehr durch, und man muß zur statistischen Betrachtungsweise übergehen.

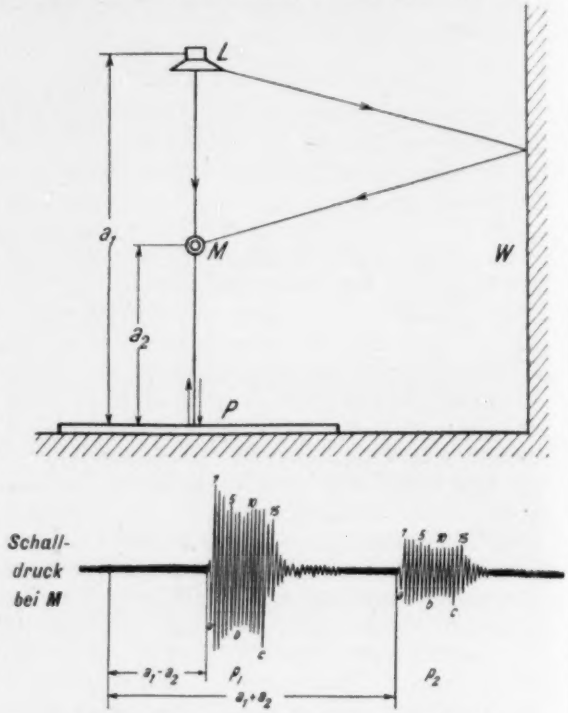


Abb. 3. Kurztonmethode nach Spandöck

Es ist nun wichtig, daß dieser Übergang von der einen zur anderen Methode auch durch den subjektiven Übergang vom Eindruck „Echo" zum Eindruck „Nachhall" dargestellt werden kann. Wir sprechen von Nachhall, wenn man weder zeitlich noch örtlich die einzelnen Reflexionen mehr unterscheiden kann. Wenn man in einem nicht zu kleinen rechteckigen Raum nur zwei benachbarte Flächen dämpft, so daß nur zwei hochgradig reflektierende gegenüberliegende Flächen übrigbleiben, so erhält man auf ein Händeklatschen ein Mehrfachecho zwischen den ungedämpften Wänden, ein sogenanntes Flatterecho. Das Flatterecho wird natürlich noch weiter verstärkt, wenn die gegenüberliegenden Wände, meist ist es Boden und Decke, durch eine kleine Wölbung aufeinander konzentriert sind. Abb. 4 zeigt oben das Oszillogramm eines derartigen Flatterechos, das künstlich in einem kleinen Versuchsraum erzeugt wurde[11]).

[11]) Für die freundliche Mitarbeit bei diesen im Inst. f. Schwingungsforsch. in Berlin aufgenommenen Oszillogrammen habe ich Herrn G. Buchmann zu danken.

Man könnte dieses Echo nun unterdrücken, indem man eine der reflektierenden Flächen ebenfalls dämpft. Aber man kann diese Reflexionen auch „als Echo" vernichten, indem man nur eine der gedämpften Wände wieder freilegt (Abb. 4 Mitte). Schon dabei überwiegt subjektiv, wie im Oszillogramm, der Nachhallcharakter. Wir beobachten auch im Freien nicht nur deshalb viel häufiger ein Echo, weil größere Wegdifferenzen zur Verfügung stehen, sondern weil meist andere Reflexionen fehlen. Entfernen wir auch das Absorptionsmaterial

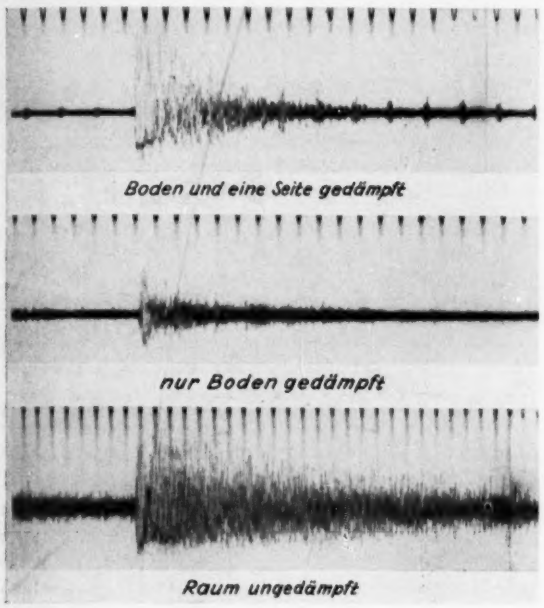


Abb. 4. Vom Echo zum Nachhall. Klatschoszillogramme

auf der letzten belegten Fläche, so wird der Nachhallcharakter noch ausgeprägter. Man erkennt sogar, daß die Amplituden von einer fallenden Exponentialkurve umhüllt werden (Abb. 4 unten). Damit sind wir im Gebiete der statistischen Raumakustik angekommen.

2. Die statistische Raumakustik

kann geradezu als die klassische angesehen werden. Sie geht zurück auf den Altmeister der Raumakustik, den Amerikaner W. C. Sabine[12]), ist seither immer wieder theoretisch und experimentell aufgenommen und vertieft worden und heute bis an ihre Leistungsgrenzen ausgebaut.

Sie stützt sich auf folgenden experimentellen Befund. Sabine beobachtete die Dauer des Nachhalls in einem Raume mit der Stoppuhr und fand in Räumen ohne ausgesprochene Abnormalitäten, daß diese Zeit unabhängig vom Ort des Beobachters war und ebenso unabhängig vom Ort der Schallquelle (Orgelpfeife). Er beobachtete weiter, daß sich diese Nachhallzeit mit dem Einbringen schallschluckender Stoffe verkürzte und daß es für diese Wirkung wiederum gleichgültig war, wo diese Stoffe im Raume hingelegt wurden. Für ihre raumakustische Wirkung war lediglich ihr gesamtes Schluckvermögen maßgebend. Dieses Schluckvermögen setzt sich zusammen aus der Summe der Schluckvermögen der Einzelflächen,

$$A = \Sigma\, a F\,,$$

wobei F die Größe der jeweiligen Fläche und a den bereits erwähnten Schluckgrad bedeutet. Da bei einem offenen Fenster $a = 1$ ist, kann das Schluckvermögen auch unmittelbar ausgedrückt werden in Quadratmeter offner Fensterfläche.

Bei den von Sabine und später von Jäger[13]) u. a. angestellten theoretischen Betrachtungen zur statistischen Raumakustik (es gibt auch andere Arten der Ableitung)[14]) findet der Physiker alte Bekannte aus der kinetischen Gastheorie wieder. Entsprechend der gleichen Nachhallzeit an allen Raumpunkten wird angenommen, daß die Schallenergie auf alle Raumpunkte und alle Raumrichtungen gleichmäßig verteilt ist, wie dies von den Gasmolekülen in einem Gefäß vorausgesetzt wird, nur daß die Energiepakete des Schalles sich ungehindert durchdringen und erst beim Anprall an die Begrenzungsflächen eine Ablenkung und Schwächung erfahren. (Von den meist geringeren Dämpfungen bei der Ausbreitung möchte ich hier absehen.) Dabei wird die Anfangsintensität eines Strahles I_0 geschwächt auf $I_0\,(1-a)$, somit nach n Reflexionen auf $I_0\,(1-a)^n$, wofür wir auch für $a \ll 1$ schreiben können $I_0 \cdot e^{-an}$. Die Zahl der Reflexionen in der Zeiteinheit wird durch den Raum bestimmt. Es tritt hier der gleiche Begriff „der mittleren freien Weglänge" l_m auf, wie ihn Clausius[15]) in die Gastheorie einführte:

$$l_m = \frac{4V}{F}; \qquad n = \frac{c}{l_m} \cdot t$$

(V = Volumen, c = Schallgeschwindigkeit, t = Zeit).

Der reziproke Exponent ergibt die Zeitkonstante des Abklingens. Es ist nach Sabine üblich, die Basis 10 zu benutzen und den Exponenten durch diejenige Zeit zu charakterisieren, in der die Schallenergie auf den millionsten Teil gesunken ist. Man erkennt jedenfalls leicht, daß diese Zeit dem Volumen proportional und dem Schluckvermögen umgekehrt proportional ist:

$$T = K_1 \cdot \frac{V}{a \cdot F}\,.$$

[12]) W. C. Sabine, Collected papers on acoustics. Cambridge Harvard University Press 1923.

[13]) G. Jäger, Wien. Akad.-Ber., Math.-naturw. Kl., **120**, Mai 1911.

[14]) W.S. Franklin, Phys. Rev., Ser. 2 **16** (1902), 372.

[15]) R. Clausius, Die mechanische Wärmetheorie **3**, Abschn. II. Braunschweig 1889.

Ebenso wie wir bei Abschaltung der Schallquelle einen exponentiellen Nachhall erhalten, so erhalten wir bei Einschalten objektiv ein Anwachsen der Energie, das zum Nachhall völlig komplementär ist. Subjektiv besteht aber zwischen beiden Vorgängen ein gewaltiger Unterschied. In Abb. 5 ist oben schematisch die Schallsendung in Abhängigkeit der Zeit als Rechteck eingezeichnet. Darunter objektiv Anhall und Nachhall und darunter dasselbe noch einmal in logarithmischer Umzeichnung der Ordinate. Wenn auch diese Umzeichnung, die ich im Bilde einfach als Lautstärke bezeichnet habe,

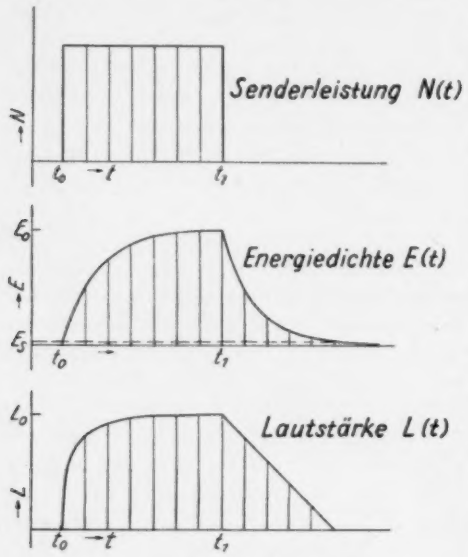


Abb. 5. Anhall und Nachhall

nach unserm heutigen Wissensstand nicht unsere Lautheitempfindung genau wiedergibt, so kommt sie doch unserem Empfinden sicher näher als die lineare Aufzeichnung. Wir empfinden z. B. bei Orgelakkorden in einer großen Kirche den Einsatz fast immer plötzlich, dagegen den Tonschluß als verhallend. Dies wird noch verstärkt durch die Tatsache, daß die statistische Verteilung erst für die späteren Reflexionen gilt, während Anhall und Nachhall zunächst mit der Stufe, die durch Eintreffen oder Ausfallen des direkten Schalles gebildet wird, beginnen. Diese Stufe wird uns im kleinen Intensitätsbereich des Toneinsatzes viel deutlicher als im großen Intensitätsbereich bei Aussetzen des Tones.

Der besondere Vorteil der logarithmischen Umzeichnung liegt aber darin, daß der Nachhall zu einer Geraden wird, weshalb diese Umzeichnung bei allen Nachhallmessungen angewendet wird. Die eleganteste Methode besteht dabei darin, daß diese Umzeichnung gleich von dem Verstärker zwischen Mikrophon und Registriergerät geleistet wird. Mit einer solchen Apparatur, wie sie z. B. Meyer und Keidel[16]) entwickelt haben, ist es ferner auch möglich, den Nachhall während eines Konzertes zu registrieren, vorausgesetzt, daß die Schallquelle selbst plötzlich abbricht und dann eine genügend lange Schallpause folgt. Abb. 6 zeigt ein Beispiel einer derartigen Nachhallregistrierung[17]). Wir erkennen zunächst einmal die prinzipielle Ähnlichkeit mit dem Lautstärkeverlauf der letzten Abbildung. Derartige Nachhallvorgänge können also praktisch durchaus vorkommen (die Coriolan-Ouvertüre von Beethoven erscheint geradezu für Nachhallmessungen geschrieben). Wie man aus der Abb. 6 erkennt, ist es nicht unbedingt notwendig, daß vor dem Nachhall durch eine langdauernde Schallsendung der stationäre Zustand erreicht wird. Auch der Einzelschlag rechts zeigt die typische Nachhallkurve. Daß die Nachhallzeit selten im Konzert zur Auswirkung kommt, liegt daran, daß die Musik selten plötzlich aussetzt; aber es ist durchaus anzunehmen, daß der Spezialvorgang des Nachhalls zur Kennzeichnung für jede Musikdarbeitung herangezogen werden kann.

Hier drängt sich die Frage auf: Wie ist der Nachhall zu bewerten? Zu langer Nachhall kann zweifellos störend sein. Aber es gibt auch eine untere Grenze. Ein gewisses Verwischen der einzelnen Klänge und Silben wird als angenehm empfunden. Dazwischen gibt es einen günstigsten Bereich. Ich muß auf ein näheres Eingehen auf die verschiedenen Ansichten über die günstigsten Nachhallwerte verzichten. Ich möchte nur vom physikalischen Standpunkt aus auf die Tatsache hinweisen, daß die Nachhallzeiten im allgemeinen mit der Größe des Raumes zunehmen. Dies ergibt sich ja schon ganz einfach aus der Nachhallformel, wenn wir annehmen, daß die Räume im allgemeinen ähnlich sind, der Quotient V/F also einfach mit dem Längenmaßstab wächst und die Räume ferner ähnlich ausgestattet sind, der Schluckgrad a also derselbe ist. Sollte die Nachhallzeit konstant bleiben, so müßte a ebenfalls mit dem Längenmaßstab wachsen. Ganz abgesehen davon, daß dies gar nicht durchführbar wäre, wäre eine derartige Vergrößerung des Absorptionsvermögens (die Flächen wachsen ja ohnehin) gar nicht erwünscht. Denn es würde damit die für die Lautstärke maßgebende Energiedichte E ungünstig geschwächt, welche nach der statistischen Theorie der Sendeleistung N proportional, dem Schluckvermögen A umgekehrt proportional ist[18]):

$$E = K_2 \cdot \frac{N}{A} .$$

[16]) E. Meyer u. L. Keidel, Elektr. Nach.-Techn. **37** (1935), 12.
[17]) E. Meyer u. W. Jordan, Elektr. Nachr.-Techn. **12** (1935), 213.
[18]) Vgl. z. B. G. Jäger, a. a. O., Fußnote 13.

Es ist aber nicht möglich, die Sendeleistung mit dem Volumen, also der dritten Potenz des Längenmaßstabes, wachsen zu lassen. Um also die Energiedichte nicht zu sehr zu drücken, muß die Nachhallzeit mit der Raumgröße ansteigen. Nach dieser erstmalig von Schuster und Waetzmann[19]) vertretenen Auffassung erscheint also das Anwachsen der Lautstärke mit dem Raumvolumen ein Kompromiß zwischen Nachhallzeit und Lautstärke.

Das Suchen nach der günstigsten Nachhallzeit ist deshalb von Bedeutung, weil es ja mit den Sabineschen Gesetzen möglich sein müßte, die Nachhallzeit eines Raumes vorauszuberechnen. Hierbei hat man die Genauigkeit dieser Rechnung vielfach überschätzt. Vor allem können Anordnung und Anbringung der Schluckstoffe sehr viel ausmachen. Dagegen erscheint es gut möglich für einen

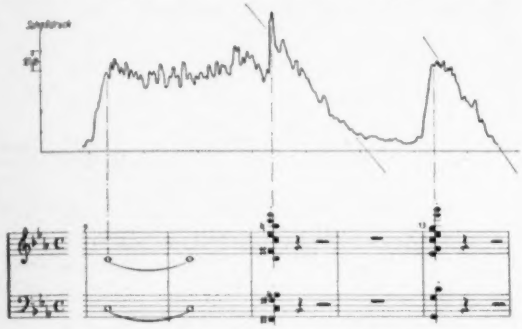


Abb. 6. Nachhall beim Konzert
(Beethoven, Coriolan-Ouvertüre, Takt 9—12)

Raum, dessen Nachhallzeit man gemessen hat, anzugeben, wie sich dieselbe durch Einbringung einer bestimmten Materialmenge ändert.

Nun kann man eigentlich gar nicht von der Nachhallzeit eines Raumes sprechen. Dieselbe ändert sich stark mit der Tonhöhe, und nach den neueren Untersuchungen von G. v. Békésy[20]) über die günstigsten Nachhallwerte ist dieser Frequenzgang sogar von ausschlaggebender Bedeutung für die subjektive Bewertung.

Bei Abb. 6 ist aus dem ganzen Nachhall durch ein Bandfilter im Empfängerkreis speziell der Bereich um 512 Hz herausgegriffen. Indem nun verschiedene Filter ein und zwei Oktaven darüber und darunter verwendet wurden, war es möglich, die Nachhallzeiten für verschiedene Frequenzen, und zwar auch bei anwesendem Publikum zu bestimmen. Abb. 7 zeigt das Ergebnis. Die obere Kurve zeigt zunächst den leeren Raum. Der Abfall nach hohen Frequenzen und der Abfall nach Tiefen ist für die meisten Konzerträume im leeren Zustande charakteristisch. Der erste ist vorzugsweise auf die porösen Oberflächen, Teppiche u. dgl. zurückzuführen (zum Teil auch auf die Absorption der Molekülstöße in der Luft selbst), der zweite auf das Vorhandensein mitschwingender Bauteile, wie Wandverkleidung, Holzpodium u. dgl.[21]).

Das besondere an der verwendeten Versuchsmethode lag darin, daß der Raum auch mit Publikum untersucht werden konnte, worauf sich die untere Kurve bezieht. Man erkennt, daß das Publikum nicht nur die Nachhallzeit im Mittel verringert, sondern daß die Frequenzbilanz im Sinne einer Bevorzugung der Tiefe verschoben wird.

Aber nicht nur die Veränderung der Nachhallzeiten bilden den unsicheren Faktor mit dem man

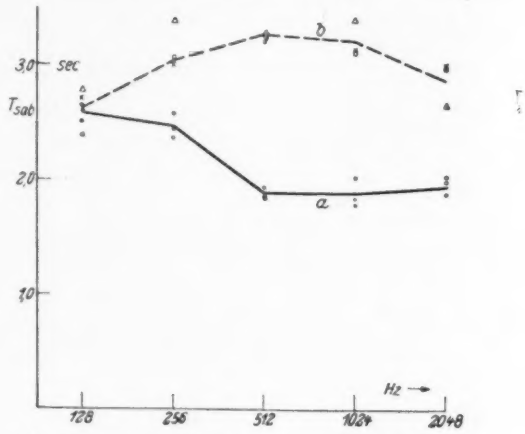


Abb. 7. Nachhallzeiten der Berliner Philharmonie
a) mit, b) ohne Publikum, (nach Meyer und Jordan)

zu rechnen hat, wenn ein im leeren Zustande bekannter Raum vom Publikum erfüllt wird, sondern es muß auch betont werden, daß das Publikum fast immer eine sehr einseitige, meist im Parkett vereinigte schluckende Fläche bildet, wodurch die Anwendbarkeit der statistischen Raumakustik in Frage gestellt wird.

Die Schwäche der statistischen Theorie liegt ja darin, daß alle Raumpunkte gleich gut erscheinen. Dies kann sicher hinsichtlich der ersten Schallausbreitung bei großen Räumen nicht der Fall sein. Wir müssen bedenken, daß gerade die direkte Welle auf ihrem Wege zu den letzten Sitzreihen über den Köpfen der Davorsitzenden vorbeistreicht und hierdurch eine Schwächung erfährt, wie etwa die elektromagnetischen Wellen über halbleitendem Boden. Dieser Effekt wurde zuerst von G. v. Békésy[22]) quantitativ beobachtet. Abb. 8 zeigt die Zunahme des Schalldruckes, wenn man das Mikrophon hinter einer derartigen Zuhörerschaft über die Köpfe hinaushebt. Wie man sieht, ist die hierzu nötige Überhöhung besonders für die mittleren Frequenzen groß, die also die größte Schwächung

[19]) K. Schuster u. E. Waetzmann, Ann. d. Phys. (5) **1** (1929), 671.
[20]) G. v. Békésy, Elektr. Nachr.-Techn. **11** (1934), 369.
[21]) E. Meyer u. L. Cremer, Zeitschr. f. techn. Phys. **14** (1933), 500.
[22]) G. v. Békésy, Zeitschr. f. techn. Phys. **14** (1933), 6

erfahren. Daher ist auch in Innenräumen immer ein Ansteigen der Zuhörerfläche günstig. Damit der Winkel zwischen Hörerfläche und direktem Strahl stets möglichst der gleiche bleibt, wächst die Überhöhung für die hinteren Sitzreihen. Nach diesem Prinzip wurde z. B. das Zuschauerprofil der Dietrich-Eckart-Bühne in Berlin entworfen.

Da zweifelsohne für die Deutlichkeit der direkte Schall von besonderer Bedeutung ist, hat man als erste Korrektur an der statistischen Betrachtung versucht, das direkte Schallfeld und das statistische einander gegenüberzustellen. Olson[23]) bezeichnet den Quotienten des statistischen Schallanteils zu dem an dem betreffenden Raumpunkte zu erwartenden direkten Schallanteil als Hallwirkung (effectiv

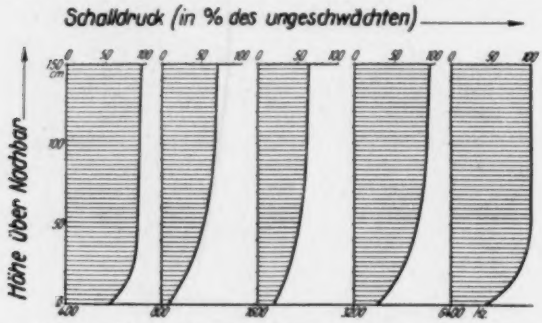


Abb. 8. Schalldruckschwächung durch Zuhörerschaft (nach von Békésy)

reverberation). Für einen Konzertsaal entsteht aber die Schwierigkeit: was bezeichnen wir alles als „direkten Schall"? Die Reflexion einer Wand unmittelbar hinter dem Redner, eines Kanzeldaches u. dgl. werden wir dazu rechnen.

Wir können sogar die Wirkung derartiger Flächen in unserem Nachhalloszillogramm daran erkennen, daß vor dem Nachhallabfall der Stufenabfall des direkten Schalles einschließlich Nahreflexion zu sehen ist. Abb. 9 zeigt derartige Aufnahmen, die in einem Hörsaal von 470 m³ gemacht wurden[24]). Wir haben links den Raum ungedämpft, rechts gedämpft, oben das Mikrophon direkt an der Schallquelle, unten das Mikrophon an der Rückwand des Hörsaales. Die Nachhallgeraden haben jeweils oben und unten gleiche Neigung, aber nur im gedämpften Raum beginnt der Abklingvorgang auch an der Rückwand mit der Abfallstufe des direkten Schalles, und nur in diesem Falle war an allen Punkten des Hörsaales eine gute Verständlichkeit zu erzielen.

Nun kann aber der Übergang von nahen und späten Reflexionen alle Zwischenstufen enthalten. Für diesen Fall zerlegen Zwikker und Strutt[25]) den Schall in einen nützlichen und einen schädlichen Anteil. Dabei wird z. B. von Zwikker die Annahme gemacht, daß alles, was bis zu einer Laufzeit von $^1/_{16}$ Sek. eintrifft, als nützlich, alles spätere als schädlich angesehen werden soll. Die in diesen Ansätzen liegende Brücke zwischen geometrischer und statistischer Raumakustik steckt heute noch sehr in den Kinderschuhen. Wir können nur sagen, daß gut reflektierende Flächen in Sendernähe günstig sind. Die Zeitangabe $^1/_{16}$ Sek., sowie dieser Schnitt zwischen Nützlichem und Schädlichem sind bis heute als rein willkürlich anzusehen. Hierher gehört auch die Frage, von welcher Laufzeit an eine Reflexion als Echo empfunden wird.

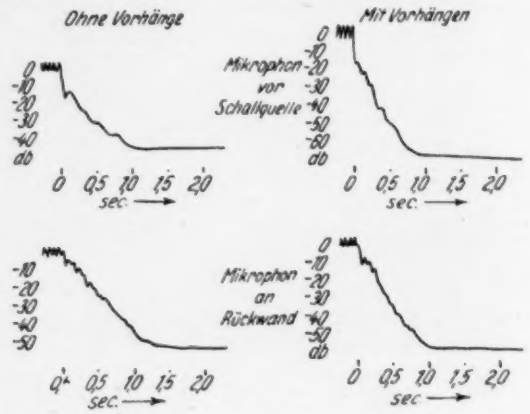


Abb. 9. Direkter Schall und Nachhall in einem kleinen Hörsaal (nach E. Meyer)

Daß alle diese Fragen gar nicht mit einer einzigen Zahl beantwortet werden können, liegt daran, daß unsere Richtungsempfindung die Reflexionen sehr verschieden bewertet. Ferner ist für die Lautstärkezunahme durch Reflexionen nach Versuchen von Aigner und Strutt[26]) sehr wesentlich, ob die Reflexion mit oder ohne Klangfarbenänderung erfolgt. Aigner und Strutt sagen selbst, daß ihre wenigen Versuche hier noch ein weites Forschungsgebiet offen lassen.

Die physikalischen Grenzen der statistischen Raumakustik zeigen sich besonders deutlich bei den Schluckgradmeßmethoden. Man mißt in besonders geeigneten Räumen, sogenannten Hallräumen, die Nachhallzeit vor und nach Einbringung des Probestoffes und bestimmt aus dem Unterschied das Schluckvermögen desselben. Gegenüber den geometrischen Methoden hat dieses Verfahren den Nachteil, daß nur Mittelwerte der Schluckgrade für alle möglichen Einfallswinkel der ankommenden Welle gemessen werden[27]). Dem steht als Vorteil gegenüber, daß es auch die Absorption diffus reflektierender Anordnungen zu erfassen gestattet.

[23]) H. F. Olson, Proc. inst. radio engineers **21** (1933), 655.
[24]) E. Meyer, Schweizer Arch. f. angew. Wiss. u. Techn., H. 7, Jahrg. 1936.
[25]) C. Zwikker, Ingenieur, Haag **44** (1929), 39; M. I. O. Strutt in Wien-Harms, Handb. Exp.-Phys. XVII, 2. T., S. 496.
[26]) F. Aigner u. M. I. O. Strutt, Zeitschr. f. techn. Phys. **15** (1934), 355.
[27]) E. T. Paris, Phil. Mag. Journ. of Science **5** (1928), 480.

Dabei muß aber beachtet werden, daß es zur Schluckgraddefinition gehört, daß ebene Wellen auf Anordnungen treffen, deren räumliche Wiederholung ein Gebiet umfaßt, das groß zur Wellenlänge ist. Ein Nachhallvergleich und eine Auswertung hinsichtlich des zusätzlichen Schluckvermögens ist ohne weiteres auch für nur eine Person oder einen Gegenstand möglich. Aber es zeigt die Auswertung in solchen Fällen auch, daß dann für n derartige Gegenstände das Schluckvermögen nicht auf das n-fache ansteigt.

Aus unserer Ableitung für die Nachhalltheorie geht noch eine weitere Voraussetzung für das Prüfmaterial hervor, die fast immer erfüllt ist. Wir haben nämlich angenommen, daß beim Aufprall einer Welle auf die Wand die Verminderung der Energie keine nennenswerte Zeit erfordert[28]).

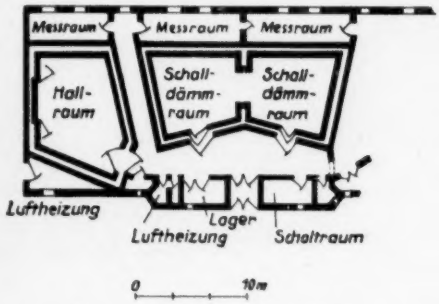


Abb. 10. Akustisches Institut Nat. Phys. Lab. Teddington

Wir hatten bereits aus dem Klatschversuch gesehen, daß zur Erzielung eines Nachhalls das Dämpfungsmaterial nicht zu einseitig angebracht sein darf. Belegen wir z. B., wie meist üblich, nur den Boden mit den Prüfstoffen, so kann zwischen den Seitenwänden ein viel längeres Hin- und Herwandern der Energien übrig bleiben. Nun ist es technisch vorteilhaft, immer eine Wandbegrenzung für die Prüfstoffe vorzusehen. Man hat daher in neuester Zeit zwei verschiedene Wege eingeschlagen, um dadurch trotzdem keine ungleichmäßige Dämpfungsverteilung zu bewirken. Der eine Weg, den das Nat. phys. Lab. in Teddington bei seinem neuen Hallraum versucht hat, besteht in der Verwendung eines schiefwinkligen Raumes mit glatten Flächen, Abb. 10. Auch die Decke ist nicht parallel zum Boden. Als Prüfwand wird dabei eine Seitenwand verwendet. Eine einfache geometrische Strahlenverfolgung zeigt, daß es keine Wege gibt, die nicht hin und wieder jede Wand, also auch die Prüfwand, treffen. Einen zweiten Weg hat Erwin Meyer beschritten, durch Entwurf eines zwar rechteckigen Hallraumes aber mit diffus reflektierenden Seitenwänden und Decken[29]) (Abb. 11).

[28]) Fälle, wo dies nicht erfüllt ist, bringt z. B. S. Rschevkin, Techn. Phys. USSR. **3** (1936), 560.

[29]) E. Meyer, a. a. O., Fußnote 24.

Wir werden ferner nach Art der bisherigen Ableitung von einem Raume um so eher eine statistische Verteilung erwarten, je kleiner seine mittlere freie Weglänge ist, und je weniger er überhaupt und vor allem je weniger er ungleichmäßig gedämpft ist. Durch diese Bedingung wird der physikalische Trennstrich zwischen statistischer und geometrischer Raumakustik gezogen. In sehr großen Räumen wird immer der direkte Schall und die ersten Reflexionen eine ungleichmäßige Verteilung überlagern, besonders dann, wenn die absorbierenden Flächen einseitig angeordnet sind. Aber es gibt

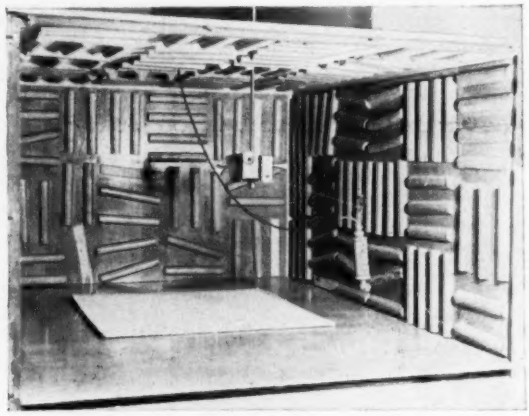


Abb. 11. Modell-Hallraum, diffus reflektierend (nach E. Meyer)

ebenso eine Begrenzung der Anwendbarkeit der statistischen Raumakustik gegen zu kleine Räume, die fast bei allen heute verwendeten Nachhallräumen in den tiefen Tonlagen, also bei den großen Wellenlängen spürbar wird. Diese Grenze führt zugleich an das dritte Gebiet raumakustischer Betrachtungsweisen, das ich in Anlehnung an die wellentheoretische Optik als wellentheoretische Raumakustik bezeichnen möchte.

3. Wellentheoretische Raumakustik

Dem Architekten steht diese Betrachtungsweise natürlich am fernsten, da sie nun einmal eingehende Kenntnisse über das Schallfeld und seine Differentialgleichungen verlangt. Aber auch er stößt auf Erscheinungen, welche ihm weder die geometrische noch die statistische Raumakustik erklären. Dies sind die sogenannten Raumresonanzen; sie lassen sich häufig in langen Korridoren (besonders bei gewölbter Decke) in engen Wendeltreppen, in Badezimmern und ähnlichen für Sprache und Musik immerhin abnormalen Räumen nachweisen. Raumresonanz äußert sich darin, daß der einem gesungenen Ton folgende Nachhall plötzlich in der Tonhöhe höher oder tiefer sein kann. Ebenso ist die Tatsache ganz augenfällig, daß beim Singen einer Tonleiter eine bestimmte Tonlage herausschreit.

Alles dies ist ohne Beachtung der Phasen nicht mehr zu machen.

V. O. Knudsen[30]) hat in einem kleinen rechteckigen Raume die Abklingvorgänge für Töne in unmittelbarer Nähe über und unter der Resonanz oszillographisch registriert, Abb. 12 zeigt das Ergebnis. Wir erkennen, daß nur dort, wo durch den erregenden Ton genau eine Eigenfrequenz angestoßen wird, nämlich bei 92,9 und 99,7 Hz ein einfaches exponentielles Abklingen erfolgt. Im Zwischengebiet werden beide Nachbareigentöne angeregt und das Abklingen geht deutlich mit Schwebungen vor sich. Eine derartige Trennung der Eigentöne gelingt aber nur in kleinen oder in sehr einseitig gedämpften Räumen. Die Zahl der Eigentöne eines Hohlraumes bildet eine dreifach unendliche Schar.

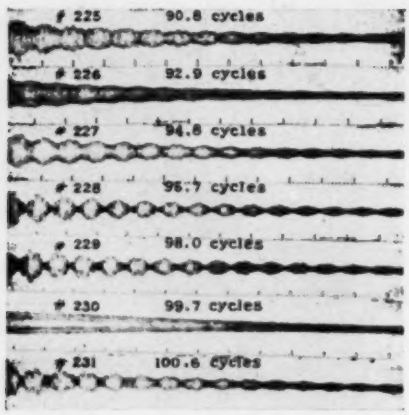


Abb. 12. Nachhalloszillogramme in kleinem rechteckigen Raume (nach V. O. Knudsen)

Dabei wächst nach einem zuerst von H. A. Lorentz ausgesprochenen und von Weyl[31]) bewiesenen Satze die Ordnungszahl n der Teiltöne hoher Ordnung unabhängig von der Raumform schließlich mit dem Volumen und der dritten Potenz der Frequenz f:

$$n = K_3 \cdot V \cdot f^3 .$$

Man kann aus dieser Formel z. B. abschätzen, daß in einem Konzertsaal von der Größenordnung des Leipziger Gewandhauses bei der tiefen Frequenz von 100 Hz bereits eine Anzahl von 200 Eigenschwingungen auf einen Halbton kommt, und diese Zahl würde sich bei jeder folgenden Oktave verachtfachen. Daraus leuchtet ohne weiteres ein, daß die erwähnte Tonhöhenänderung beim Nachhall in den meisten praktischen Fällen nicht beobachtet werden kann.

Aber auch in den Bereichen, wo die Eigentöne bereits sehr dicht liegen, erhält man, wenn man den Raum mit einem reinen Ton anregt, einen Abklingvorgang, der weit eher schwebungsartig als exponentiell ist. Um einen exponentiellen Nachhall zu erhalten, hat man in der Raumakustik vorzugsweise zu dem Mittel gegriffen, statt eines reinen Tones einen Heulton, d. h. ein Tongemisch, das auf einen endlichen Spektralbereich verteilt ist, zu senden. Abb. 13 zeigt oben den Abklingvorgang eines reinen Tones und unten den eines Heultones. Vom Standpunkt der wellentheoretischen Raumakustik beleuchtet, heißt das, daß wir einfach eine größere Zahl von Eigenschwingungen anstoßen.

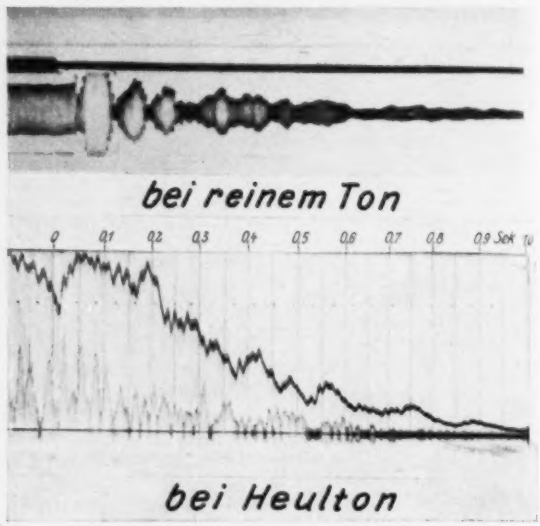


Abb. 13. Nachhalloszillogramme.

(Das untere Bild „bei Heulton" enthält außer dem Druckverlauf selbst, darüber die durch Gleichrichtung erhaltenen Heulkurven)

Dadurch erhalten wir zwar im einzelnen ein noch zerrisseneres Bild, welches aber immer wieder Spitzen zeigt, die eine exponentielle Hüllkurve ergeben. Durch Wahl eines genügend trägen Registriergerätes für den gleichgerichteten Strom oder durch Verwendung anderer elektrischer Glättungsmittel kann man diese exponentielle Hüllkurve erhalten (Abb. 13 unten). Wir erkennen aus dieser Betrachtung jedenfalls deutlich die Notwendigkeit, daß diese Untersuchungsfrequenz hoch über den tiefsten Eigentönen des Raumes liegen muß, oder anders ausgedrückt, daß die Raumabmessungen groß zur Wellenlänge sein müssen.

Hierdurch wird der Anwendungsbereich der statistischen Raumakustik auch nach kleinen Räumen hin begrenzt, wobei wieder die Grenze um so früher erreicht wird, je mehr und je ungleichmäßiger der Raum gedämpft ist. Durch einseitige Dämpfung können auch in dem Bereich, wo die Eigenfrequenzen an sich dicht liegen, durch den Ausfall vieler auch höhere Obertöne deutlich werden. Wir können z. B.

[30]) V. O. Knudsen, Journ. Acoust. Soc. Amer. **4** (Juli 1932), 1.

[31]) H. Weyl, Math. Ann. **71** (1912), 441.

den oben erwähnten Fall des Flatterechos auch als Raumresonanz der tiefsten Eigenfrequenz und ihrer harmonischen Obertöne auffassen. Ist ein Raum bereits so klein, daß die tiefsten Eigentöne spürbar werden, dann hilft auch eine Änderung an der Raumform nichts mehr. Die Frequenzlage kann dadurch nur unwesentlich verschoben, der Resonanzeinfluß aber nicht beseitigt werden.

Die Darstellung des Nachhallvorganges als Überlagerung von gedämpften freien Schwingungen des Raumes wurde erst erstaunlich spät näher untersucht, und zwar an zwei Stellen, auf ganz verschiedene Weise. Schuster und Waetzmann[32]) betrachteten hierzu geometrisch einfache Räume, wie Rechteckraum, Kugel und Zylinder. Ihrer Arbeit ist vor allem das bemerkenswerte Ergebnis zu entnehmen, daß jedenfalls für bestimmte Eigentöne die mittlere freie Weglänge Werte annehmen kann, die von dem Clausiusschen Wert erheblich abweichen. Außerdem wird dabei die Wandoberfläche unter ganz bestimmten Winkeln getroffen. Nun muß aber gefordert werden, wenn die wellentheoretische Nachhalltheorie sich mit der statistischen decken soll, daß jedenfalls in dem asymptotischen Bereich der hohen Teiltöne die Mehrzahl der Eigenfrequenzen die gleiche Dämpfung hat, die nur noch von Gesamtabsorption und Volumen des Raumes abhängen darf. M. I. O. Strutt[33]) hat in Anlehnung an die erwähnte Arbeit von Weyl dieses wichtige Gesetz für beliebige Raumformen bewiesen. Seine Ergebnisse können freilich nicht die Allgemeinheit beanspruchen, die er glaubte, ihnen beimessen zu können. Sein Beweis ist nur anwendbar für poröse Stoffe von loser Packung bei sehr hohen Frequenzen, wo der Schluckgrad frequenzunabhängig wird. Immerhin hatte er damit erstmalig eine Brücke zwischen wellentheoretischer und statistischer Raumakustik geschlagen. Er zeigt vor allem, daß das Sabinesche Gesetz nur erfüllt sein kann, wenn die Wellenlänge klein zu den Raumabmessungen ist und hat dadurch die untere Grenze der Raumgröße für die Nachhalltheorie gezogen. Dafür erscheint die obere Grenze bei dieser Ableitung verschwommen. Sie könnte nur durch die Analyse des Anfangszustandes hereinkommen. Strutt zeigt nun außerdem, daß bei Anregung des Raumes durch einen Ton stets nur Eigentöne in dessen Nachbarschaft angestoßen werden, die eben im asymptotischen Bereich alle das gleiche Dekrement haben. Seiner Auffassung nach ist die Beschränkung der statistischen Theorie, daß die Energie im Anfang gleichmäßig verteilt sein müsse, gar nicht notwendig. Da er aber voraussetzt, daß die Dämpfung klein und auch nicht zu ungleich verteilt sein soll, wird jeder Anfangszustand bald in die gleichmäßige Verteilung übergeführt. Daß sich sehr große Räume, wenn sie nur genügend hallend sind, sogar sehr gut als Nachhallräume eignen können, haben Versuche von E. Meyer[34]) im Wasserschloß des Walchensee-Kraftwerks gezeigt, welches bei 128 Hz über den Rekordnachhall von 40 Sek. verfügt.

Praktisch besteht jedenfalls eine obere Grenze für die statistische Theorie, einmal weil bei den großen Räumen direkter Schall und bestimmte Reflexionen mehr interessieren, ferner weil gerade diese häufig sehr ungleich gedämpft sind, und schließlich, weil sie oft in mehrere gekoppelte Räume zerfallen, wie z. B. nach den Angaben von Trendelenburg[35]) die Mittel- und Seitenschiffe großer Dome.

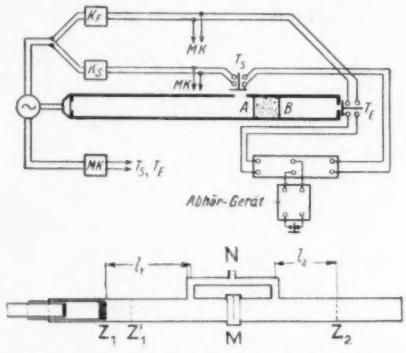


Abb. 14. Rohr-Meßmethoden akustischer Widerstände
Oben: Vierpolmessung nach Wüst
Unten: Impedanzvergleich nach Schuster

Wir kommen nun noch zur Anwendung der wellentheoretischen Raumakustik auf die Bestimmung des Schluckgrades. Gerade hier hat sie sich theoretisch und experimentell als besonders fruchtbar erwiesen. Hierbei ist der Reflexionsvorgang nicht nur durch eine Energieabgabe, sondern auch durch einen Phasensprung gekennzeichnet.

Die bekannteste Anordnung, bei welcher das gesamte Randwertproblem im Detail durchgerechnet werden kann, ist das Rohr. Dieser eindimensionale Fall kann in völliger Analogie zur elektromagnetischen Welle auf Freileitungen behandelt werden, so daß hier ein großer Teil der dort gemachten Erfahrungen und Darstellungen einfach übernommen werden konnte. Dabei entspricht Druck—Spannung, Geschwindigkeit—Strom und der Quotient aus beiden dem Schall- bzw. elektrischen Widerstand. Abb. 14 zeigt Ihnen zwei der modernsten Rohranordnungen, die diese Parallele zur Elektrotechnik beide in ihrer Art deutlich erkennen lassen. Die obere von Wüst[36]) entwickelte Methode betrachtet sogar das Probestück von endlicher Länge

[32]) K. Schuster u. E. Waetzmann, a. a. O., Fußnote 19.
[33]) M. I. O. Strutt, Math. Ann. **102** (1930), 671.
[34]) E. Meyer, a. a. O., Fußnote 24.
[35]) F. Trendelenburg, Zeitschr. f. techn. Phys. **13** (1932).
[36]) H. Wüst, Zeitschr. f. Hochfrequ. u. Elektroak. **34** (1934), 73.

als „Vierpol". Dabei wird durch ein nachfolgendes auf $\lambda/4$ und $\lambda/2$ abstimmbares Rohrstück sogar Kurzschluß und Leerlauf erzeugt. Die Bestimmung der akustischen Widerstandswerte erfolgt über Mikrophon und elektrische Kompensation.

Die untere Anordnung von Schuster[37]) erlaubt zwar die Bestimmung nur einer komplexen Konstante. Sie zeichnet sich aber durch ihre Einfachheit aus. Sie benutzt elektroakustische Hilfsmittel nur zur Tonerzeugung bei der Membran M. Bei N wird mit dem Ohr abgehört. An die Stelle Z_2 kommt die zu untersuchende Impedanz. Ist sie der Impedanz der linken Anordnung, von Z_1 aus bewertet, gleich, schweigt der Ton bei N. Entsprechend den zwei Größen eines komplexen Widerstandes hat die Vergleichsimpedanz zwei Änderungsfreiheiten. Wir

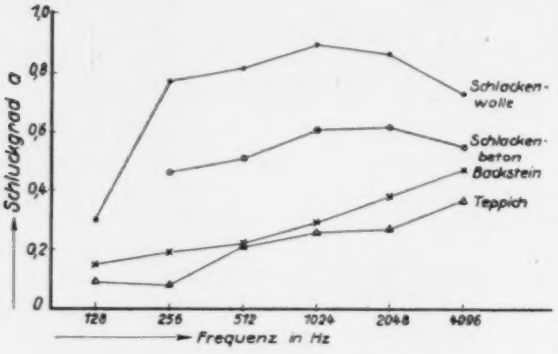


Abb. 15. Schluckgrade poröser Stoffe

haben ein Stück Filz, das auf die variable Länge l_1 eingestellt werden kann, dahinter kann nochmals die Länge eines starr abgeschlossenen Rohres verändert werden.

Die Rohrmethoden erfassen nur den senkrechten Einfall. Aber auch für schrägen Einfall sind auf wellentheoretischer Grundlage arbeitende Methoden entwickelt worden[38]), die an Genauigkeit den Rohrmessungen an die Seite gestellt werden können. Sie verlangen freilich den störungsfreien Aufbau eines nur aus hineilender und reflektierter Welle bestehenden Feldes im Freien oder in sehr gedämpften und großen Räumen.

Schließlich konnte auch die Theorie der Schluckstoffe auf wellentheoretischer Basis in Angriff genommen werden[39]). Am meisten untersucht sind die porösen Stoffe. Aus der Zusammenstellung in Abb. 15 mögen Sie erkennen, daß hierzu ebenso Teppiche und Schlackenwolle, als auch handfeste Baustoffe, wie Backstein und Beton, gehören. Nur muß bei diesen dafür gesorgt sein, daß die Poren der Oberfläche nicht durch Putz oder Bemalung verstopft sind. Die Schallvernichtung erfolgt bei allen diesen Stoffen dadurch, daß die Luft in den Poren zu schwingenden Bewegungen angeregt wird und dabei durch innere Reibung Wärme erzeugt. Maßgebend für die Wirkung ist der Strömungswiderstand, eine Größe, die durch einen Gleichströmungsversuch gewonnen werden kann. Man setzt die Stoffprobe einem Druckgefälle aus und mißt die Geschwindigkeit der durchströmenden Luft. Es leuchtet ein, daß diese Größe nicht zu groß und nicht zu klein sein darf. Ist sie zu groß, so wird der Schall nur wenig eindringen, ist sie zu klein, so dringt er durch bis zur starren Wand, die meist der porösen Schicht folgt, wird dort reflektiert und gelangt nur wenig geschwächt an die Oberfläche zurück. Die Theorie zeigt, daß der günstigste Wert etwa bei 80 akustischen Ohm liegt.

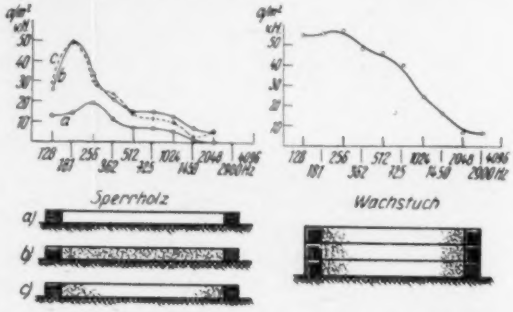


Abb. 16. Schluckgrade mitschwingender Wände (nach E. Meyer)

Durch Hinzufügen eines dem Strömungswiderstand entsprechenden Relaxationsgliedes geht die Wellengleichung für das Innere poröser Stoffe in die Telegraphengleichung über. Bei der Aufstellung der Randbedingung muß außerdem beachtet werden, daß die Luft beim Einströmen im Innern des Materials einen geringeren Strömungsquerschnitt vorfindet. Auf dieser Grundlage konnte in Übereinstimmung mit dem Experiment gezeigt werden, daß der Schluckgrad gegen schrägen Einfall anwächst (— in völliger Analogie zur Lichtreflexion an Metallen —), und daß das Schluckvermögen gegen tiefe Frequenzen stets abfällt. Darin liegt der wesentliche physikalische Nachteil aller porösen Schallschlucker.

Sie haben außerdem noch den hygienischen Nachteil, daß sie auch Staubschlucker sind. In dieser doppelten Hinsicht verhalten sich die mitschwingenden Wände völlig anders. Sie absorbieren vorzugsweise die tiefen Töne und ihre glatten Oberflächen können beliebig gereinigt und bemalt werden. Abb. 16 zeigt zunächst links in Kurve a den Fall einer schwingenden Sperrholzverkleidung. Die Platte verhält sich nach hohen Frequenzen wie eine träge Masse. Sie schwingt daher um so stärker, je langsamer die Frequenz der Anregung ist, und je mehr sie schwingt, um so mehr Energie vernichtet sie durch innere Dämpfung.

[37]) K. Schuster, Elektr. Nachr.-Techn. **13** (1936), 164.
[38]) L. Cremer, Elektr. Nachr.-Techn. **10** (1933), 302; sowie **13** (1936), 36.
[39]) Z. B. L. Cremer, Elektr. Nachr.-Techn. **10** (1933), 242 u. **12** (1935), 333; dort auch weitere Literaturangaben.

Hinsichtlich einer sauberen theoretischen Erklärung dieses Verhaltens, muß ich Sie auf den heute nachmittag gegebenen Bericht von Herrn Schoch[40]) verweisen. Jedenfalls ist es irreführend, wenn dieses Mitschwingen einfach als Resonanz bezeichnet wird. Die einzige Resonanz, die sich deutlich bemerkbar macht, ist die aus der Wandmasse und der Elastizität des dahinter befindlichen Luftraumes gebildeten Eigenfrequenz. Wie E. Meyer[41]) in letzter Zeit zeigen konnte, kann man die Energieentziehung hierbei erheblich steigern, wenn man den Zwischenraum zwischen schwingender und starrer Wand mit porösem Material von geringem Strömungswiderstand füllt. Dabei erwies es sich als gleichgültig, ob dieses Material den ganzen Raum (Kurve b) ausfüllte oder nur (Kurve c) an den Rändern angebracht wurde. Daraus geht hervor, daß es wandparallel sich ausbreitende Schwingungen sind, die hier zur Energieentziehung führen. Man kann schließlich durch Hintereinanderschaltung mehrerer solcher Systeme eine Anordnung schaffen, die völlig analog einem elektrischen Tiefpaß arbeitet, d. h. die bis zu einem gewissen Frequenzbereich gleichmäßig Schall eindringen läßt und vernichtet. Bei dem in Abb. 16 rechts gezeigten Beispiel wurde als schwingendes Wandmaterial Wachstuch verwendet.

Schlußwort

Die Raumakustik ist heute in der Lage den Architekten bereits bei seinem Entwurf vor ausgesprochenen Fehlern zu bewahren wie Echos, abnormale Nachhallzeiten und Raumresonanzen. Ebenso kann man an fertigen Gebäuden derartige Fehler beseitigen. Hierzu stehen Schallschluckstoffe zur Verfügung, die auch hinsichtlich Schmuck und Dauerfestigkeit den Ansprüchen der Bauarbeit genügen. Mit diesen Stoffen kann man auch mit genügender Annäherung und Genauigkeit „günstige" Nachhallwerte, vor allem die erwünschte Frequenzabhängigkeit des Nachhalls erreichen. Schließlich können geeignete Rückwurfsflächen in Sendernähe helfen, die Schallsendung zu verstärken. Wenn von diesem positiven Besitz wirklich Gebrauch gemacht würde, wäre bereits sehr viel erreicht.

Andererseits stößt man heute bei allen Hörsamkeitsfragen auf Grenzen, die auf mangelnden Kenntnissen in der subjektiven Wirkung raumakustischer Erscheinungen beruhen. Es ist zu erwarten, daß hier mit fortschreitendem Wissen auch unsere Ansprüche steigen. Es läßt sich daher aus dem heutigen Wissensstand heraus gar nicht voraussagen, bis zu welchen Feinheiten die Entwicklung noch weiter schreiten wird.

[40]) A. Schoch, Zeitschr. f. techn. Phys. **17** (1936).
[41]) E. Meyer, Elektr. Nachr.-Techn. **13** (1936), 95.

(Eingegangen am 8. Oktober 1936)

Elektrische Sprach- und Musikübertragung

Von Hans-Joachim v. Braunmühl, Berlin

Inhalt: I. Allgemeine Gesichtspunkte. — II. Glieder der Übertragungskette. a) Mikrophone. b) Weiterleitung. c) Lautsprecher. — III. Einzelprobleme. — Zusammenfassung.

Bei dem Umfang, den das Gebiet der Elektroakustik im letzten Jahrzehnt angenommen hat, ist es unmöglich, in einer halben Stunde alle Probleme einigermaßen hinreichend zu erörtern. Im Rahmen dieses Referates soll daher unter Verzicht auf Vollständigkeit versucht werden, mehr die großen Entwicklungslinien herauszuarbeiten und einzelne Gebiete, die im Vordergrund des Interesses stehen oder es um ihrer physikalischen Bedeutung willen verdienen, etwas eingehender zu behandeln.

I. Allgemeine Gesichtspunkte

Das Ziel einer Übertragungseinrichtung von natürlich vorkommenden Schallereignissen muß

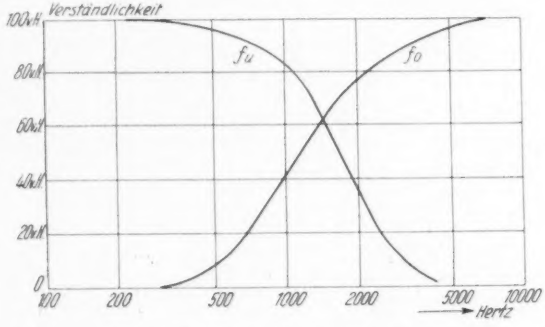


Abb. 1. Abhängigkeit der Verständlichkeit von Sprache von der oberen und unteren Grenzfrequenz (nach Fletscher)

stets sein, dem Hörer am fernen Ort eine Wiedergabe zu bieten, die sich vom Original nicht unterscheidet. Zur Lösung dieser Aufgabe müssen die physikalischen Eigenschaften des originalen Klangbildes und der Übertragungsanlage, sowie die subjektive Schädlichkeit von Fehlern der letzteren bekannt sein.

Es ist zunächst bekannt, daß der Bereich der hörbaren Töne zwischen etwa 16 und 20000 Hz liegt, jedoch ist es keineswegs erforderlich, diesen Frequenzumfang vollständig zu erfassen. Die Abb. 1 zeigt die Abhängigkeit der Verständlichkeit von Sprache von der oberen bzw. unteren Grenzfrequenz des übertragenen Bandes. Es zeigt sich, daß man erstaunlich viel tiefe Frequenzen abschneiden kann, ehe eine Abnahme der Silbenverständlichkeit auftritt. Dagegen ist Sprache stark empfindlich gegen die Beschneidung des Frequenzbandes von oben her. Die Silbenverständlichkeit ist allerdings nur da ein Kriterium für die Übertragungsgüte, wo es auf nichts anderes als die Verständlichkeit ankommt, also z. B. beim Fernsprechbetrieb. Bei hochwertigen

Übertragungsanlagen dagegen wird auch eine natürliche Wiedergabe der Sprache und eine Erkennbarkeit der individuellen Stimme des Sprechers gefordert. Hierfür ist ein wesentlich größeres Übertragungsband erforderlich. Abb. 2 zeigt die Beeinträchtigung der Güte musikalischer Übertragungen durch Beschneidungen des Frequenzbandes. Hier kann nicht, wie bei Sprache, die Silbenverständlichkeit als zahlenmäßiger Wert ermittelt werden, man muß sich vielmehr auf ein qualitatives Urteil einer größeren Zahl von Beobachtern verlassen. Aus den Kurven ergibt sich zunächst, daß es keinen Zweck hat, bei einer zu hohen unteren Grenzfrequenz eine Ausweitung des Übertragungsbereiches nach oben anzustreben, da die Qualität hier von der unteren Grenzfrequenz bestimmt wird. Solche einseitigen Ausweitungen des Frequenzbandes bewirken u. U. sogar eine Verschlechterung der Übertragungsgüte. Die Erweiterung des Frequenzumfangs muß sich also gleichzeitig nach den tiefen und hohen Tönen erstrecken. Eine bewährte Erfahrungsregel fordert

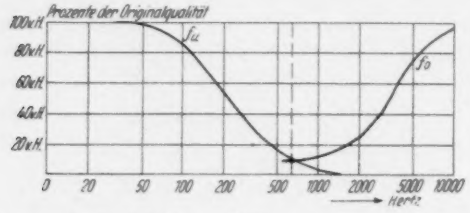


Abb. 2. Abhängigkeit der Güte von Musikübertragungen von der oberen und unteren Grenzfrequenz (nach Snow)

den Wert 400000 als Produkt aus oberer und unterer Grenzfrequenz. Wenn man daher aus irgendwelchen Gründen höhere Frequenzen als z. B. 8000 Hz nicht übertragen kann, sollen auch die tiefen Frequenzen nur bis 50 Hz übertragen werden.

Ein weiterer Gesichtspunkt für eine hochwertige Übertragungsanlage ist die Größe der sog. nichtlinearen Verzerrungen. Hierunter versteht man das Auftreten von zusätzlichen, im Originalklangbild nicht vorhandenen Tönen oder Geräuschen, die durch eine nichtlineare Arbeitskennlinie des Übertragungssystems bedingt sind. Auch hier sollte bekannt sein, welcher Grad von Verzerrungen ohne Beeinträchtigung in Kauf genommen werden kann. Leider läßt sich diese Frage nicht so glatt beantworten, wie die des Frequenzbandes. Es kommt hierbei sehr auf die Art der Verzerrungen und auf die Art der Darbietung an. Im allgemeinen besitzen die verwendeten Arbeitskennlinien einen annähernd linearen Bereich, der nur bei den Spitzenwerten der Modulation überschritten wird. Die bekannten Untersuchungen von Janovsky über die Hörbarkeit von Verzerrungen bei reinen Tönen[1]) können wirklicher Musik nicht zugrunde gelegt werden. Bei Verzerrung eines musikalischen Tongemisches treten außer den harmonischen Obertönen noch eine ganze Reihe von Kombinationstönen auf, die meistens unharmonisch zu dem Klanggemisch liegen. Zu ihrer Erfassung wurde neuerdings eine Methode zur Messung dieser Kombinationstöne durchgebildet[2]), die auf einer Grundidee von Waetzmann[3]) beruht. In der letzten Zeit wurden auch subjektive Untersuchungen über die Störfähigkeit der Verzerrungen bei natürlichen Klangbildern begonnen. Abb. 3 zeigt diese Verhältnisse bei Sprache und Klaviermusik. Danach können noch Klirrfaktoren von

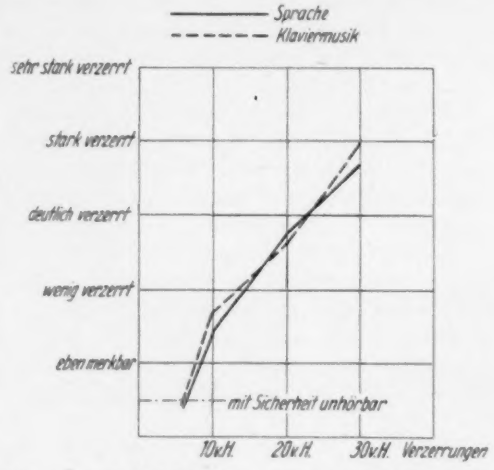


Abb. 3. Störfähigkeit von Verzerrungen in Abhängigkeit vom Klirrfaktor bei der Spitzenaussteuerung

6 v. H. zugelassen werden. Dieser verhältnismäßig hohe Verzerrungswert ist darin begründet, daß sich normalerweise die Verzerrung nur bei den seltenen Spitzenbeanspruchungen des Systems störend bemerkbar machen. Für die durchschnittliche Aussteuerung liegen die Verzerrungswerte bedeutend tiefer. Hierdurch wird das Gesamturteil über die zulässige Verzerrung stark beeinflußt. Es scheinen übrigens die Verzerrungen des mittleren Frequenzbereiches am störendsten zu wirken.

Schallübertragungen werden beeinträchtigt, wenn durch die Übertragungsanlage Störgeräusche verursacht werden. Solche Störgeräusche entstehen durch das Rauschen von Mikrophonen und Verstärkerröhren, das Brummen von Netzanschlußgeräten und ähnliche Einflüsse. Grundsätzlich muß gefordert werden, daß das Störgeräusch selbst bei den leisesten Stellen der Übertragung nicht störend in Erscheinung tritt. Die leisesten Stellen einer Sprach- oder Musikdarbietung sind aber die künstlerisch gewollten Pausen. Hier stören Fremdgeräusche

[1]) W. Janovsky, ENT **6** (1929), 421.

[2]) H.-J. v. Braunmühl u. W. Weber, ETZ **54** (1933), 1068; E. Freystedt u. W. Langsdorff, Telegr. u. Fernspr.-Technik **25** (1936).

[3]) E. Waetzmann, Ann. d. Phys. **42** (1913), 729; Phys. Zeitschr. **15** (1914), 638.

am empfindlichsten. Sie sind unschädlich, solange die Störlautstärke des Übertragungssystems am Wiedergabeort nicht größer ist als die Geräuschlautstärke am Aufnahmeort. Mit dem Störpegel am Wiedergabeort läßt sie sich schlecht in Beziehung setzen, da hier durch die Richtempfindlichkeit der Ohren und ein „intelligentes" Hören auch relativ große Allgemeingeräusche psychologisch weniger wirksam werden. Zahlenmäßige Angaben sind daher kaum zu machen. Bei lauten Stellen spielt der Störpegel wegen des Verdeckungseffektes im allgemeinen keine Rolle.

Die Frage des Störgeräusches steht im engen Zusammenhang mit der Frage des übertragenen Lautstärkenumfanges, auch Dynamik genannt, denn es ist klar, daß z. B. durch die gleichmäßig hohe Lautstärke, z. B. eines Tanzmusikstückes, das Störgeräusch dauernd verdeckt wird, daß aber bei den großen Lautstärkenunterschieden sinfonischer Musik die Störungen bei den leisen Stellen stark in Erscheinung treten. Die naturgetreue Übertragung des original vorhandenen Lautstärkenumfanges von 60—70 db (amplitudenmäßig $\sim 2000:1$) ist daher besonders schwierig. Selbst unter der selten erfüllten Annahme, daß die Übertragungsanlage zur unverzerrten Bewältigung der Spitzenwerte dieser Modulation in originaler Wiedergabelautstärke in der Lage ist, werden gewaltige Anforderungen an die hinreichende Störgeräuschunterdrückung bei den leisesten Stellen gestellt. Allerdings erhebt sich auch hier die Frage, wie weit es eigentlich den sinnlichen Eindruck eines Kunstwerkes beeinträchtigt, wenn der Lautstärkenumfang gegenüber dem Original eingeengt wird. Untersuchungen hierüber liegen meines Wissens noch nicht vor, weder in der Richtung, welche Einbuße durch eine Herabsetzung der Gesamtwiedergabelautstärke erreicht wird, noch was eine Beeinflussung des Lautstärkenumfanges, also der relativen Stärkegrade zueinander, ausmacht. Man könnte höchstens darauf hinweisen, daß Rundfunkübertragungen in hochwertigen Empfängern heutzutage einen recht befriedigenden künstlerischen Eindruck vermitteln, obwohl der Lautstärkenumfang durchweg auf etwa 1 : 100, d. h. 40 db zusammengedrängt werden muß. Auf der anderen Seite ist zu beachten, daß, besonders von amerikanischer Seite[4]), auf eine Einhaltung der Originaldynamik hingearbeitet wird, ja sogar eine Übersteigerung der ursprünglich vorhandenen Dynamik im Konzertsaal mit Erfolg versucht wurde. Eine Lautstärkenverminderung der an sich schon leisen Musikteile und eine entsprechende Lautstärkenvergrößerung der Fortissimostellen hat bei diesen Versuchen angeblich eine überraschende Verstärkung des künstlerischen Eindrucks ergeben. Obwohl es natürlich mißlich ist, derartige Erfolge vom physikalischen Standpunkte aus zu beurteilen, drängt sich einem doch die Vermutung auf, daß hier das Sinnliche des Klangeindrucks überbewertet wird, und daß der Zuhörer nicht so sehr von der Musik beeindruckt als von der Lautstärke erschlagen werden soll.

Selbst wenn die bisher geschilderten Forderungen in idealer Weise gelöst sind, unterscheidet sich der übertragene Klang von seinem Original dadurch, daß bei allen normalen Übertragungen der stereoakustische Effekt verloren geht. Beim unmittelbaren Anhören einer räumlich ausgedehnten Schallquelle, z. B. eines Orchesters, kommt durch das Zusammenwirken der zwei Ohren eine Richtungsempfindung zustande, derart, daß man feststellen kann, ob der Schall von rechts oder links, bis zu einem gewissen Grade auch, ob er aus größerer oder

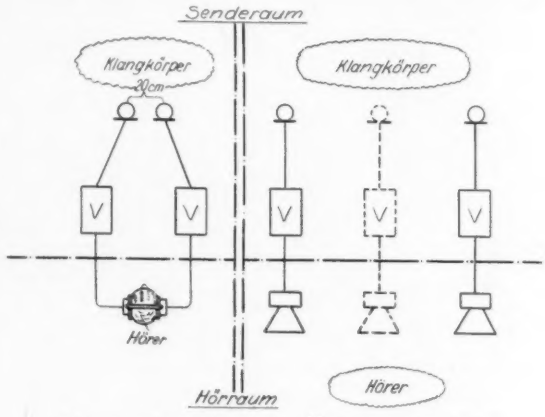


Abb. 4. Stereoakustische Übertragungsanlage mit Kopfhörern und Lautsprechern

geringerer Tiefe kommt. Diese Möglichkeit besteht bei normalen Lautsprecherübertragungen mit nur einer Modulationsleitung nicht, da der Schall zusammengefaßt wiedergegeben wird. Man kann allerdings auch stereoakustische Schallübertragungen durchführen, indem man die wesentlichen physikalischen Bedingungen übertragungstechnisch nachbildet (Abb. 4). Es werden dazu in der Nähe der Originalschallquelle zwei Mikrophone in Ohrabstand aufgebaut und über zwei getrennte Verstärker und getrennte Leitungen mit je einer Kopfhörermuschel verbunden. Bei dieser Anordnung entsprechen die den beiden Ohren zugeführten Klangbilder genau den Verhältnissen, wie sie beim unmittelbaren Abhören vorhanden wären. Neuere Versuche haben gezeigt, daß man auch mit Lautsprechern sehr wirkungsvoll stereoakustische Übertragungen machen kann. Allerdings ist dabei eine größere Entfernung der Mikrophone voneinander und ein größerer Lautsprecherabstand erforderlich. Der auffallendste Eindruck beim Wechse von einer gewöhnlichen zu einer stereoakustischen Übertragung ist der, daß man sich beim Umschalten auf die Stereoanlage sofort in die Darbietung einbezogen fühlt,

[4]) Vgl. Bell Syst. T. J. **13** (1934), 232—308.

daß der Schall einen umflutet, während man sich bei einer normalen Anlage immer mehr oder weniger als außenstehender Hörer in einem gesonderten Raum vorkommt.

Nach diesen allgemeinen Gesichtspunkten sollen im folgenden die Einzelelemente der Übertragungskette betrachtet werden. Dabei sollen in diesem Zusammenhange die elektroakustischen Wandler etwas ausführlicher besprochen und die Fortleitungs- und Überwachungsfragen nur gestreift werden.

II. Glieder der Übertragungskette

a) Mikrophone

Das Anfangsglied jeder Schallübertragungsanlage ist das Mikrophon. Es soll von sich aus eine möglichst horizontale Frequenzkurve besitzen, d. h. für gleichen Schalldruck unabhängig von der Frequenz

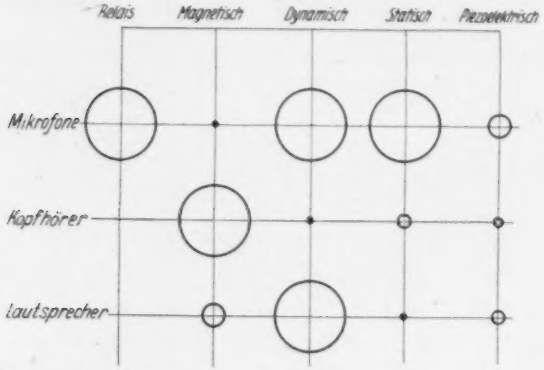


Abb. 5. Verteilung der verschiedenen Umsetzungsformen auf die gebräuchlichen Konstruktionen elektroakustischer Wandler

gleiche Wechselspannungen liefern. Gleichzeitig ist eine möglichst große Empfindlichkeit erwünscht, d. h. für einen gegebenen Schalldruck soll eine möglichst hohe Wechselspannung abgegeben werden. Bei sehr unempfindlichen Mikrophonen, selbst wenn sie von sich aus rauschfrei sind, kommen bei geringem auffallenden Schalldruck die an das Gitter abgegebenen Spannungen in die Größe des unvermeidlichen Röhrenrauschens; sehr geringe Lautstärken können daher mit solchen Mikrophonen nicht übertragen werden. Für die Umsetzung von Schall in elektrische Spannungen können verschiedene Prinzipien benutzt werden. Abb. 5 deutet schematisch an, welche Verbreitung die verschiedenen Umsetzungsarten in praktischen Konstruktionen gefunden haben.

Kohlemikrophone arbeiten unter Ausnutzung einer Relaiswirkung[5]) in der Weise, daß unter der Einwirkung des Schalles der Widerstand einer Kohlepulverschicht geändert und dadurch die Stärke eines ihn durchfließenden Dauerstromes gesteuert wird. Die weiteste Anwendung haben die Kohlemikrophone im Fernsprechbetrieb gefunden.

Für hochwertige Mikrophone benutzt man in erster Linie das elektrodynamische und elektrostatische Prinzip. Neuerdings werden auch piezoelektrische Mikrophone mit Erfolg angewendet. Aus Abb. 5 ist gleichzeitig zu entnehmen, welche Bedeutung die einzelnen Umsetzungsformen für den Bau von Schallsendern gefunden haben. Für Kopfhörer (auch im Fernsprechverkehr) wird fast ausschließlich das elektromagnetische Prinzip benutzt; daneben sind vereinzelt kapazitive und neuerdings auch piezoelektrische Hörer bekannt geworden. Im Lautsprecherbau beherrscht das dynamische Prinzip das Feld, wenn auch für einfachere Geräte vielfach noch magnetische Lautsprecher verwendet werden. Kapazitive Lautsprecher sind nach verschiedenen, nicht recht geglückten Versuchen wieder von der Bildfläche verschwunden. In der letzten Zeit tauchen für Spezialzwecke (als Hochtonlautsprecher) piezoelektrische Systeme auf. Doch zurück zu den Mikrophonen.

Die an Mikrophone (und auch an Schallsender) zu stellenden Ansprüche richten sich ganz nach den Anwendungszwecken. Hier lassen sich zwei große Gebiete unterscheiden: Das Fernsprechen und die auch für Musik hochwertige Schallübertragung.

Beim Fernsprechen handelt es sich nur darum, unter Verzicht auf große Natürlichkeit eine hinreichende Verständlichkeit zu erzielen. Die Verständlichkeit von Sprachübertragungen hängt wesentlich von der oberen Grenzfrequenz des Übertragungssystems ab. Bei einer Grenzfrequenz von 2500 Hz ist bereits eine Silbenverständlichkeit von 80 v. H. erreicht (Abb. 1) und damit eine ganz befriedigende Wortverständlichkeit. Die neuesten Entwicklungen des Fernsprechmikrophons[6]) haben hier sogar noch weitere Verbesserungen gebracht (Abb. 6). Sie sind nicht nur auf den Bau der Mikrophonkapsel selbst, sondern auch auf eine geeignete Dimensionierung der Einsprechöffnung und auf eine dem menschlichen Kopf besonders gut angepaßte Ausbildung des sogenannten Handapparates zurückzuführen. Das Rauschen des Kohlemikrophons ist für den Fernsprechbetrieb nicht störend, da die akustische Eingangsgröße, der Schalldruck, in unmittelbarer Mundnähe sehr groß ist. Wie aus Abb. 6 ersichtlich, muß jetzt der elektromagnetische Kopfhörer als der noch schwächste Teil der Anlage betrachtet werden. Trotzdem stellt die Gesamtkurve eine beachtliche Verbesserung dar, besonders auch durch die Ausweitung des Frequenzbandes nach unten.

[5]) Unter Relaismikrophone werden hier nur solche Empfänger verstanden, deren Relaiswirkung im Mikrophon selbst liegt (also von den praktisch benutzten Formen hauptsächlich Kohlemikrophone). In der Literatur werden zum Teil andere Einteilungen angegeben (vgl. z. B. H. Sell, Handbuch der Physik VIII, S. 551ff.; K. Schuster, Handbuch der Experimentalphysik XVII, 2. Teil, S. 62ff.).

[6]) H. Jacoby u. H. Panzerbieter, ENT **13** (1936), 75; A. Pfeiffer u. F. Pfleiderer, Fortschr. d. Fernspr.-Technik. Nr. 14, 1936.

Wie oben (Abb. 2) gezeigt, ist für hochwertige Übertragungen von Sprache und von musikalischen Darbietungen ein wesentlich erweiterter Frequenzumfang erforderlich. Er soll wenigstens 50—8000 Hz betragen. Für solche Zwecke eignen sich nur die hochwertigsten Mikrophone. Sie sind heute in fast vollkommener Form besonders als elektrodynamische und elektrostatische Konstruktionen verfügbar. Je nach der Art ihrer Energieentnahme aus dem Schallfeld unterscheidet man Druckempfänger und Druckgradientenempfänger[7]). Bei ersteren wirkt der Schalldruck als antreibende Kraft auf ein schwingungsfähiges Gebilde (Membran, Bändchen, Kristallfläche usw.), das rückwärtig gegen

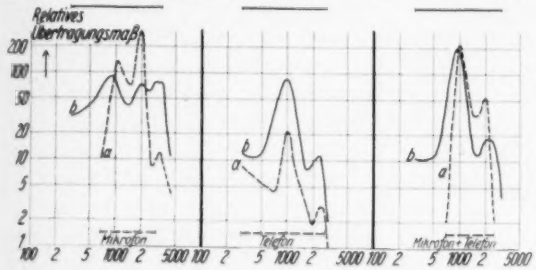


Abb. 6. Frequenzkurven im Fernsprechbetrieb für Mikrophon, Telephon und Gesamtanlage
Kurven a) ältere Geräte, Kurven b) neuere Entwicklungen (nach Jacobi und Panzerbieter)

das Schallfeld abgeschlossen ist. Bei Gradientenempfängern ist die schallaufnehmende Fläche von beiden Seiten dem Schallfeld ausgesetzt. Als antreibende Kraft steht hier die Differenz des vorderseitig und rückseitig auffallenden Schalldrucks zur Verfügung.

An Hand von Abb. 7 soll nun die Wirkungsweise der verschiedenen hochwertigen Mikrophontypen im Hinblick auf die Beziehung $s = \frac{K}{Z}$ erläutert werden. Gefordert ist stets eine horizontale Frequenzkurve, d. h. Frequenzunabhängigkeit des Verhältnisses Schalldruck : Mikrophon-EMK.

1. Kapazitives Druckmikrophon[8]). Als Antriebskraft steht der konstante Schalldruck (K) zur Verfügung. Zur Erzielung konstanter Ausgangsspannung ist beim kapazitiven Prinzip (Elongationsmikrophon) eine mit ω ansteigende Membranschnelle (s) erforderlich. Diese wird erreicht durch ein hochabgestimmtes Schwingsystem, bei dem der mechanische Widerstand mit $1/\omega$ fällt (Z).

2. Elektrodynamisches Mikrophon als Druckempfänger. Auch hier steht als Antriebskraft der konstante Schalldruck (K) zur Verfügung. Zur Erzielung frequenzunabhängiger Empfindlichkeit ist für das dynamische Prinzip (Geschwindigkeitsmikrophon) frequenzunabhängige Membranschnelle (s) erforderlich. Der mechanische Scheinwiderstand (Z) muß daher ebenfalls frequenzunabhängig gemacht werden. Dies geschieht durch Anwendung eines stark reibungsgehemmten Schwingsystems. Vertreter dieser Mikrophone sind das Tauchspulenmikrophon[9]) und das rückwärtig abgeschlossene Bandmikrophon[10]).

3. Kapazitives Gradientenmikrophon[11]). Hier steht als Antriebskraft für die mit beiden Seiten dem Schallfeld ausgesetzte Membran nicht mehr der konstante Schalldruck, sondern der mit ω

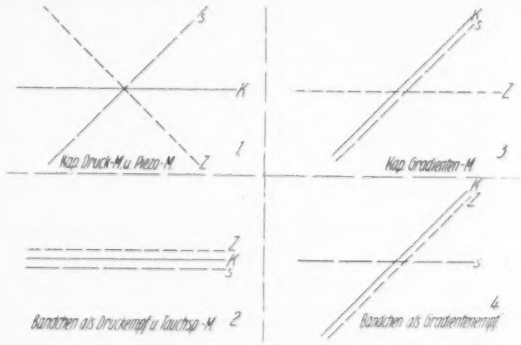


Abb. 7. Arbeitsweise verschiedener Schallempfängertypen

ansteigende Druckgradient (K) zur Verfügung. Wie im Falle 1 muß beim kapazitiven Prinzip für eine mit der Frequenz ansteigende Membranschnelle (s) gesorgt werden. Dazu ist nötig, daß der mechanische Scheinwiderstand frequenzunabhängig (Z) gemacht, also ein reibungsgehemmtes Schwingsystem gewählt wird.

4. Dynamisches Gradientenmikrophon[12]). Auch hier steht, wie unter 3, als Antriebskraft für das beiderseitig dem Schallfeld ausgesetzte Bändchen der mit ω ansteigende Druckgradient zur Verfügung. Da ein Geschwindigkeitsmikrophon vorliegt, muß die Schnelle des Bändchens frequenzunabhängig gestaltet werden. Hierfür ist ein mit ω ansteigender Verlauf des mechanischen Scheinwiderstandes erforderlich. Ein solcher läßt sich erzielen mit einem tief abgestimmten, also massengehemmten System.

Abb. 8 zeigt den schematischen Aufbau von Mikrophontypen nach den oben erläuterten Grund-

[7]) Zur Einteilung der Schallempfänger vgl. auch K. Schuster, ENT **9** (1932), 195; ders., Handbuch der Experimentalphysik XVII, 2. Teil, Leipzig 1934, S. 62ff.; A. Charkewitsch, ENT **10** (1933), 195.

[8]) Vgl. z. B. E. C. Wente, Phys. Rev. **10** (1917), 39; Phys. Rev. **19** (1922), 498.

[9]) E. C. Wente u. A. L. Thuras, Acoust. Journ. **3** (1931), 44.

[10]) Vgl. z. B. C. A. Hartmann, ENT **8** (1931), 289 u. H. F. Olson u. F. Massa, Applied Acoustics, Philadelphia 1934, S. 106.

[11]) H. J. v. Braunmühl u. W. Weber, Hochfr. u. Elektroak. **46** (1935), 187.

[12]) E. Gerlach, Phys. Zeitschr. **25** (1924), 675; W. Schottky, Phys. Zeitschr. **25** (1924), 672; H. F. Olson, Journ. Soc. Mot. Pic. Eng. **16** (1931); ders. Acoust. Journ. **3** (1931), 56; ders., Proc. Inst. Rad. Eng. **21** (1933), 655.

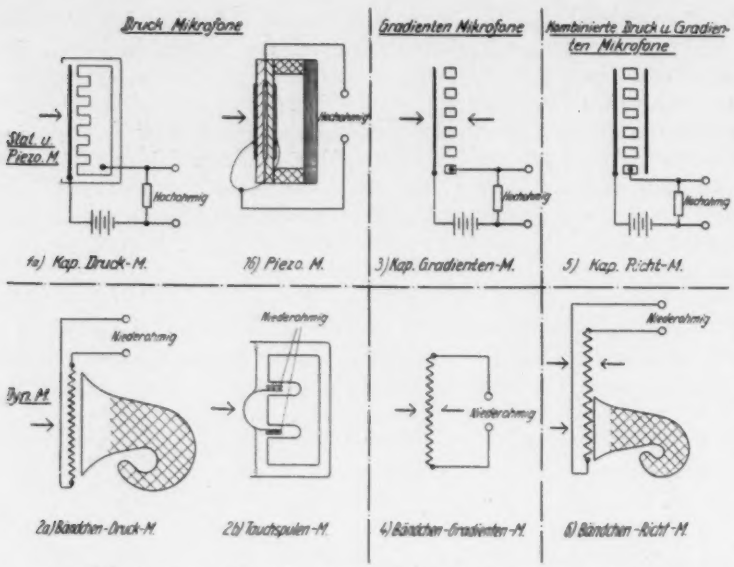


Abb. 8. Grundsätzlicher Aufbau verschiedener Mikrophontypen

sätzen. Die linke senkrechte Spalte zeigt die Druckempfänger, die mittlere die Gradientenempfänger. In der letzten Spalte sind noch zwei Ausführungen von Mikrophonen dargestellt (5 und 6), welche als Kombination eines Druckempfängers und eines Gradientenempfängers arbeiten. Das obere Schema (5) zeigt ein kapazitives Kombinationsmikrophon, welches sich von dem danebenstehenden kapazitiven Gradientenmikrophon nur dadurch unterscheidet, daß es auf der anderen Seite der perforierten, festen Elektrode noch eine elektrisch unwirksame Hilfsmembran trägt. Ohne auf die Arbeitsweise[13]) im einzelnen einzugehen, ist ersichtlich, daß der unstarre rückwärtige Abschluß ein Mittelding zwischen dem in Schema (1) dargestellten starren Abschluß und dem in Schema (3) vorliegenden freien Zutritt des Schallfeldes von rückwärts darstellt. Bei dem dynamischen Kombinationsmikrophon[14]) [Schema (6)] ist die untere Hälfte des gleichen Bändchens dem Schallfeld nur einseitig [wie bei (2)] ausgesetzt und arbeitet infolgedessen als Druckempfänger; auf den oberen Teil wirkt [wie bei (4)] das Schallfeld beiderseitig ein; er arbeitet daher als Gradientenempfänger.

Druckempfänger, Gradientenempfänger und kombinierte Empfänger besitzen eine ihrer Wirkungsweise entsprechende verschiedenartige Richtwirkung. Unter Richtcharakteristik ist das Polardiagramm der relativen Empfindlichkeit für die verschiedenen Schallrichtungen zu verstehen.

Bei einem Druckempfänger sind die Richtcharakteristiken — in einer Ebene betrachtet — grundsätzlich Kreise, in deren Mittelpunkt sich die schallaufnehmende Fläche befindet. Voraussetzung ist allerdings, daß die Abmessungen des Mikrophons klein gegen alle betrachteten Wellenlängen sind. Dies ist bei der Mehrzahl der gebräuchlichen Mikrophone für die höheren Frequenzen nicht der Fall. In diesem Falle findet eine bevorzugte Schallaufnahme aus der Normalrichtung statt. Fällt nämlich eine Schallwelle auf eine Fläche auf, deren Abmessungen nicht mehr klein gegen die Wellenlänge sind, so tritt infolge der Reflexion eine Druckerhöhung an der Fläche auf. Weiterhin ist klar, daß für nicht normalen Schalleinfall die an der ausgedehnten Membranfläche angreifenden Kräfte nicht mehr konphas sind. Bei Schalleinfall unter 90° von seitwärts tritt theoretisch (unter der Annahme einer Kolbenmembran) sogar eine quantitative Auslöschung auf, wenn der Membrandurchmesser gleich der Wellenlänge ist.

Hieraus folgt, daß die Druckempfänger gebräuchlicher Größe eine frequenzabhängige Richtcharakteristik haben. Abb. 9 gibt die gemessene Richtcharakteristik an einem Mikrophon mit einem

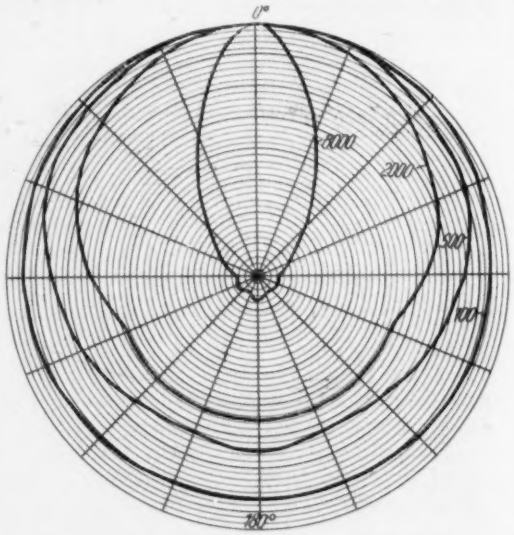


Abb. 9. Richtcharakteristik eines Kondensatormikrophons mit 4 cm Membrandurchmesser

Membrandurchmesser von 4 cm wieder. Es ist offensichtlich, daß eine solche frequenzabhängige Richtwirkung fehlerhaft ist. Wenn die Frequenzkurve für einen senkrecht vor dem Mikrophon stehenden Sprecher horizontal ist, werden die höheren Sprachfrequenzen eines seitlich neben ihn stehenden Partners stark benachteiligt. Elektrische Entzerrungen von Richtcharakteristiken sind nicht

[13]) H. J. v. Braunmühl u. W. Weber, a. a. O.
[14]) J. Weinberger, H. F. Olson u. F. Massa, Acoust. Journ. **5** (1933) 139.

durchführbar, da jeder Einfallsrichtung eine andere Frequenzkurve zugeordnet ist. Richtungsunabhängige Mikrophone können also nur mit kleinen Membranen erhalten werden. Kürzlich wurde von Marshall und Romanow[15]) ein akustisches Beugungs- und Widerstandsgitter angegeben, mit dem sich die Richtungsabhängigkeit von Druckmikrophonen verbessern läßt.

Während ein ideales Mikrophon zwar stets eine frequenzunabhängige Richtwirkung haben soll, sind allseitig gleich empfindliche Empfänger keineswegs immer wünschenswert. Für viele Anwendungszwecke werden Mikrophone gefordert, die bestimmte unempfindliche Zonen haben. Hierfür eignen sich die Gradientenempfänger, für welche bei seitlichem Schalleinfall die antreibende Kraft, nämlich die Druckdifferenz, für alle Frequenzen gleich Null ist. Abb. 10 zeigt als Kurve *b* diese Richtcharakteristik.

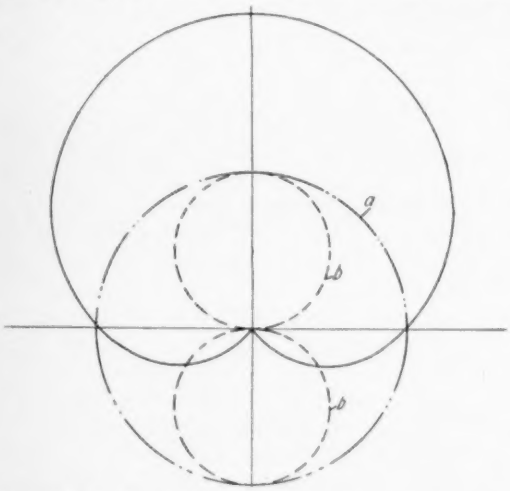


Abb. 10. Richtcharakteristik eines Kombinationsempfängers, entstanden aus der eines Druckempfängers (Kurve a) und eines Gradientenempfängers (Kurve b)

Sie zeigt weiter, daß durch die oben behandelte Kombination von Druck- und Gradientenempfänger eine einseitige Richtwirkung erreicht werden kann. Kurve *a* stellt das bei einem Druckempfänger kleiner Abmessungen vorhandene, kreisförmige Richtungsdiagramm dar. Die Kombination beider Empfänger ergibt unter Berücksichtigung der Phase eine kardioidenförmige Richtcharakteristik. Solche Empfänger erweisen sich als nützlich, wenn es auf die bevorzugte Schallaufnahme aus einem Halbraum ankommt. Auch hier ist die Richtcharakteristik völlig frequenzabhängig. Es sei hier noch auf folgende Eigenschaft der Gradientenempfänger hingewiesen. Nur in der ebenen Schallwelle ist der Druckgradient dem Druck proportional. Bei Kugelwellen wächst wegen der Phasenverschiebung der als Antriebskraft wirksame Druckgradient mit $\frac{1}{\cos\varphi}$, wobei $\operatorname{tg}\varphi = \frac{\lambda}{2\pi r}$ ist (r = Entfernung vom Mittelpunkt der Kugelwelle). Abb. 11 zeigt den Frequenzgang eines Gradientenempfängers für konstanten

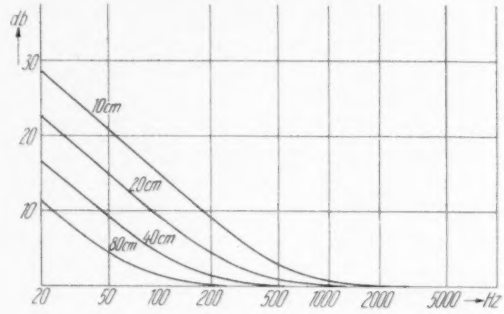


Abb. 11. Frequenzkurve eines Gradientenempfängers im Kugelschallfeld

Schalldruck. In sehr großer Mikrophonnähe tritt eine Bevorzugung der tiefen Frequenzen ein. Bei kombinierten Empfängern ist dieser Einfluß praktisch zu vernachlässigen.

b) Weiterleitung

Die vom Mikrophon gelieferten Spannungen werden in Verstärkern verstärkt und entweder unmittelbar oder über eine längere Leitung oder über einen hochfrequenten Sender dem Lautsprecher zugeführt. Diese rein elektrischen Zwischenglieder erfüllen nur die Aufgabe einer frequenzunabhängigen Leistungserhöhung oder Weiterleitung der tonfrequenten Wechselströme und interessieren uns in diesem akustischen Zusammenhange nicht. Eine wenigstens kurze Erwähnung verdienen jedoch diejenigen Einrichtungen, die zur Regelung und Überwachung der tonfrequenten Spannungen auf dem Übertragungswege dienen. Es wurde bereits eingangs erwähnt, daß die sehr großen Niveauunterschiede zwischen den lautesten und leisesten Stellen der originalen Schallereignisse, besonders bei symphonischer Musik, bei normalen Übertragungsanlagen mit und ohne Draht mit Rücksicht auf die maximale Belastbarkeit und dem Störpegel der Anlage auf ein Verhältnis von etwa 100 : 1 = 40 db komprimiert werden müssen. Diese „Volumenregelung" wird durch Änderung des Gesamtverstärkungsgrades meist von Hand aus durchgeführt. Innerhalb des zulässigen Amplitudenbereiches ist eine den künstlerischen Eindruck möglichst wenig beeinträchtigende Regelung anzustreben; zu ihrer Durchführung werden künstlerisch urteilsfähige Persönlichkeiten bevorzugt. Zur objektiven Kontrolle über die Einhaltung der technisch bedingten Grenzwerte nach oben und unten hin dient ein objektiv anzeigendes Meßgerät. Es muß den besonderen

[15]) R. N. Marshall u. F. F. Romanow, Bell Syst. T. J. **15** (1936), 405.

Bedingungen einer Schallübertragung möglichst vollkommen angepaßt sein, um einerseits Überschreitungen der vorgeschriebenen Grenzwerte mit Sicherheit anzuzeigen, andererseits aber auch die wirkliche Ausnutzung des beschränkten Amplitudenbereiches zu ermöglichen. Die kürzlich für den Rundfunk international angenommenen Forderungen an ein solches Gerät[16]) sehen folgendes vor: Die Skala soll in Anlehnung an den Verlauf der Ohrempfindlichkeit logarithmisch geteilt sein und ein Amplitudenverhältnis von 1 : 150 = 44 db umfassen. Kurzzeitige Impulse von 10 m/Sek. sollen mit weniger als 1 db Fehler angezeigt werden. Die Rücklaufzeit soll 1,5 Sek. betragen. Durch diese Eigenschaften werden auch kurzzeitige Übersteuerungen der Anlage mit Sicherheit vermieden werden, andererseits bewirkt der langsame Rückgang des Zeigers eine klare Ablesung.

Neuerdings werden Versuche begonnen, die Kompression der Dynamik für Schallübertragungsanlagen auf automatischem Wege zu bewerkstelligen, also ohne Einschaltung einer zuweilen großen menschlichen Zeitkonstante. Auch diese Geräte müssen eine bestimmte, dem subjektiven Optimum entsprechende Regelgeschwindigkeit besitzen. Zu rasche Regelung hat Verzerrungen zur Folge; eine zu große Zeitkonstante macht den Regelvorgang überhaupt illusorisch, da die Übersteuerung erfolgt ist, ehe die Regelung einsetzt. Es läßt sich zeigen[17]), daß je nach den besonderen Geräteeigenschaften eine Einregelkonstante von 50—100 bzw. 2 bis 30 m/sec und eine Ausregelkonstante von 100 bis 500 m/sec die optimalen Bedingungen ergeben. Abschließende Erfahrungen mit diesen Automaten, gegen die von künstlerischem Standpunkte verschiedenes eingewendet werden kann, liegen noch nicht vor.

Den Fehler einer Dynamikkompression auf der Aufnahmeseite sucht man jetzt vielfach zu kompensieren durch einen möglichst entsprechenden Expansionsvorgang auf der Wiedergabeseite. Grundsätzlich läßt sich durch dieses Verfahren eine weitgehende Wiederherstellung der Originaldynamik erreichen.

c) Lautsprecher

Das letzte Glied der Übertragungskette ist das Gerät, welches die elektrische Energie in die ursprüngliche akustische Form zurückverwandelt. Da die Kopfhörer bereits im Zusammenhang mit dem Fernsprechverkehr kurz gestreift wurden, sollen nachstehend nur die Lautsprecher behandelt werden. Es sei an Abb. 5 erinnert, nach dem die Mehrzahl der Lautsprecher heute nach dem elektrodynamischen Tauchspulenprinzip arbeiten. Die Tauchspule schwingt unter der Wirkung des sie durchfließenden tonfrequenten Stromes im Felde eines Topfmagneten und veranlaßt eine mit ihr starr verbundene, meist konusförmige Membran zur Schallabstrahlung. Es ist anzustreben, daß für konstante zugeführte elektrische Leistung eine für alle Frequenzen konstante akustische Leistung abgestrahlt wird. Zur Lösung dieser Aufgabe werden zwei verschiedene Anordnungen benutzt: der Trichterlautsprecher und der Schallwandlautsprecher. An Abb. 12 ist die Arbeitsweise näher erläutert.

1. Trichterlautsprecher. Der konstante Strom in der Tauchspule erzeugt eine frequenzunabhängige Antriebskraft für die Membran (K). Die Hemmung der Membran setzt sich zusammen aus dem Massenwiderstand Z_m und dem Strahlungswiderstand Z_s. Da es sich bei den Trichterlautsprechern meistens um ein System mit einer Eigenschwingung im mittleren Frequenzbereich handelt,

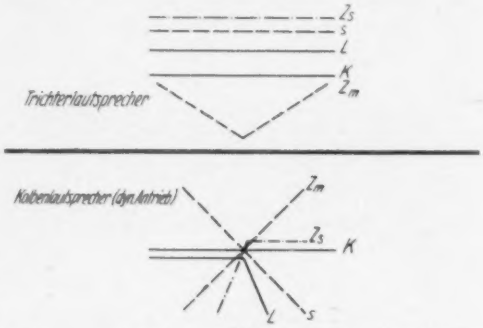


Abb. 12. Arbeitsweise verschiedener Lautsprechertypen

verläuft der mechanische Widerstand etwa nach der gestrichelten Kurve Z_m. Er ist beim wahren Trichterlautsprecher klein gegen den Strahlungswiderstand des Trichters Z_s, der beim Exponentialtrichter oberhalb der unteren Grenzfrequenz konstant ist. Hieraus folgt, ähnlich wie beim Tauchspulenmikrophon, eine frequenzunabhängige Schnelle (s) und aus der Beziehung $L = s^2 Z_s$ eine frequenzunabhängige Schalleistung, was zu erreichen war.

2. Schallwandlautsprecher. Bei einem Konuslautsprecher, der in einer unendlich großen Schallwand eingebaut oder rückseitig abgeschlossen ist, liegen die Verhältnisse bedeutend unübersichtlicher. Auch hier ist die Antriebskraft der Membran frequenzunabhängig. Der Scheinwiderstand (Z_m) des tiefabgestimmten Systems steigt mit ω an. Der Strahlungswiderstand ist hier nicht mehr groß gegen den mechanischen Widerstand; außerdem ist er stark frequenzabhängig. Für Wellenlängen, die groß gegen die Membranabmessungen sind, steigt er mit ω^2 an, bei den höheren Frequenzen bleibt er konstant (Kurve Z_s). Die Membranschnelle verläuft mit Rücksicht auf den Gang von Z_m mit $1/\omega$ (Kurve s). Hieraus ergibt sich eine Schalleistung, die bei den tieferen Frequenzen konstant ist, nach den höheren aber mit $1/\omega^2$ abfällt.

[16]) W. Nestel u. H. G. Thilo, ETZ **57** (1936), 197.
[17]) H. Bartels u. G. Ulbricht, ENT **12** (1935), 368; W. Bürck, P. Kotowski u. H. Lichte, ENT **13** (1936), 47.

Bevor dieser scheinbare Widerspruch mit der praktisch erwiesenen Brauchbarkeit der Konuslautsprecher geklärt wird, seien noch in Abb. 13 die beiden Konstruktionen und gewisse Abwandlungen schematisch gezeigt, und zwar ein Trichtersystem und verschiedene Arten von kolbenähnlichen Anordnungen.

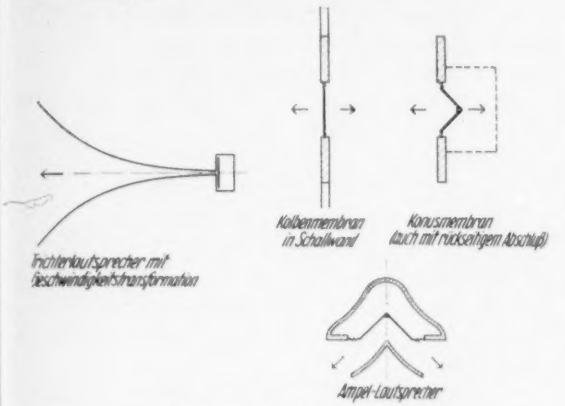


Abb. 13. Aufbau verschiedener Lautsprechertypen

Das die Konuslautsprecher überhaupt funktionieren, liegt an verschiedenen Umständen, von denen hier nur zwei angedeutet werden mögen. Für die höheren Frequenzen schwingt nicht mehr die ganze Membran mit, sondern bevorzugt die der Tauchspule benachbarten Bereiche. Hierdurch fällt die Membranschnelle und damit die abgestrahlte Leistung nicht so rasch ab, wie in Abb. 12 gezeigt. Der zweite Einfluß ist auf die frequenzabhängige Richtwirkung von Kolbenmembranen zurückzuführen. Es kommt ja für den praktischen Gebrauch selten darauf an, daß der Lautsprecher insgesamt eine frequenzunabhängige Schalleistung erzeugt; es ist meistens nur erforderlich, daß er in einen bestimmten Raumwinkel hinein eine konstante Energie liefert. Von einem Lautsprecher wird nur dann nach allen Richtungen des Halbraumes (es war eine unendlich große Schallwand angenommen) die gleiche Leistung abgestrahlt, wenn die Wellenlänge groß gegen den Membrandurchmesser ist. Dies trifft nur für die tiefen Frequenzen zu. Infolgedessen werden die hohen Töne bevorzugt in Richtung senkrecht zur Membran abgestrahlt. Die derart gebündelte Energie der höheren Frequenzen kompensiert daher wirksam den Leistungsabfall des Systems innerhalb eines bestimmten Raumwinkels; in seitlicher Richtung macht sich der Abfall der Frequenzkurve jedoch entsprechend stärker bemerkbar.

Abb. 14 zeigt im oberen Teil die gemessene Richtcharakteristik eines besonders guten Konuslautsprechers. Der untere Teil stellt die Richteigenschaften eines Trichterlautsprechers dar. Die Richtwirkung des letzteren ist — mit Ausnahme der tiefsten Frequenzen — ziemlich frequenzunabhängig. Bemerkenswert ist weiterhin, daß der weitaus größte Teil der Energie als relativ schmales Bündel in Normalrichtung abgestrahlt wird. Trichterlautsprecher sind daher besonders angebracht, wenn bestimmte Flächen, z. B. eine Zuhörerschaft, bevorzugt mit Schall versorgt werden soll. Die gerichtete Abstrahlung bringt z. B. in akustisch ungünstigen Hallen noch den Vorteil mit sich, daß der Schall nicht unnötigerweise an reflektierende Wände und Decken gestrahlt wird und so einen die Verständlichkeit mindernden Hall erzeugt. Für die Schallversorgung von Freilichtbühnen werden neuerdings nach diesen Gesichtspunkten Trichterlautsprecher als Breitstrahler verwendet, die aus mehreren nebeneinander angeordneten Einzelsystemen bestehen und seitlich einen großen, vertikal einen geringen Streuwinkel besitzen. Diese Breitstrahler sind allerdings hauptsächlich für die höheren Frequenzbereiche dimensioniert.

Trichterlautsprecher besitzen gegenüber den freistrahlenden Kolbenmembranen noch weitere Vorteile. Durch die hohe Strahlungsdämpfung der Membran werden Einschwingvorgänge vermieden; diese beeinträchtigen bei schwach gedämpften Kolbensystemen die Wiedergabe sehr störend[18]).

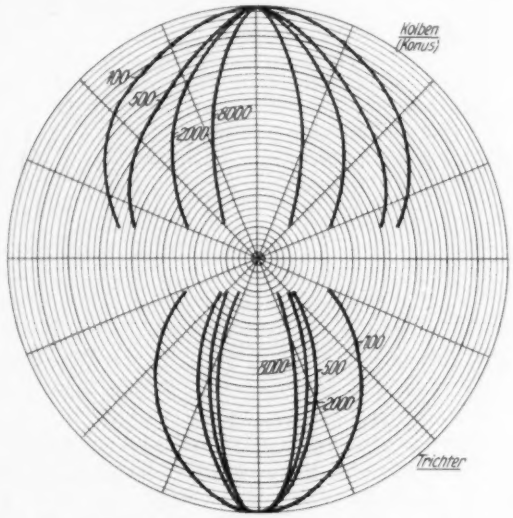


Abb. 14. Richtcharakteristik von Lautsprechern
oben: Konuslautsprecher, unten: Trichterlautsprecher

Der hohe Wirkungsgrad der Trichterlautsprecher von etwa 50 v. H. ist aber auch an sich sehr vorteilhaft. Gerade bei den heute viel benutzten Großanlagen könnte man bei Anwendung solcher Lautsprecher die erforderliche Verstärkerleistung wirksam herabsetzen. Es ist daher verwunderlich, daß wenigstens in Europa Trichterlautsprecher, die das ganze Frequenzband umfassen, nicht die ihnen gebührende Bedeutung gewonnen haben. Gewiß

[18]) H. Backhaus, Zeitschr. f. techn. Phys. **13** (1932), 46.

ist zur Erzielung einer genügend tiefen Grenzfrequenz eine große Trichterlänge und eine große Trichteröffnung unerläßlich. Daß sich aber auch hierfür Lösungen finden lassen, sei an einer ganz kürzlich erschienenen Konstruktion von Olson und Massa[19]) erläutert (Abb. 15). Hier wird die Leistungsabgabe von beiden Seiten der Membran eines Konussystems ausgenutzt. Vorderseitig ist unter Anwendung einer Geschwindigkeitstransformation ein kurzer Trichter mit einer Grenzfrequenz von

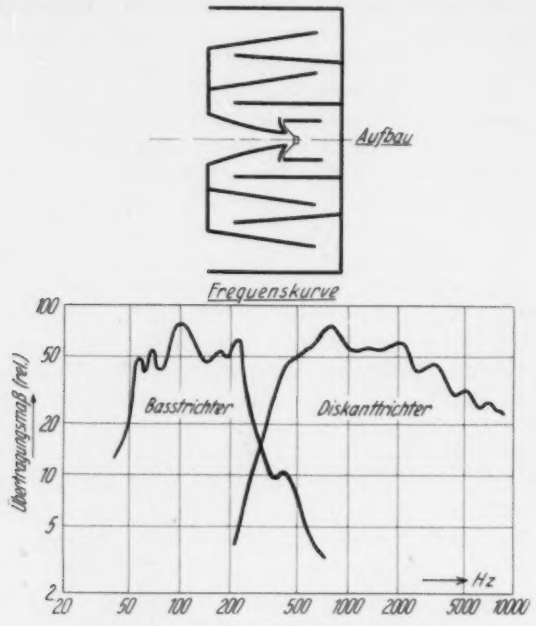


Abb. 15. Kombinationslautsprecher (nach Olson und Massa)

etwa 400 Hz angesetzt, der den hohen Frequenzbereich versorgt. Die rückwärtige Seite der Membran ist unter Zwischenschaltung eines akustischen Tiefpaßfilters an einen gefalteten Tieftontrichter angekoppelt. Die Tonführung ist so ausgebildet, daß die allmähliche Erweiterung des Querschnittes der eines gestreckten Exponentialtrichters entspricht. Die hervorragende Frequenzkurve des Gerätes geht aus der Abbildung einwandfrei hervor, ebenso die Aufteilung des Frequenzbandes auf die zwei Trichter. Der Wirkungsgrad beträgt etwa 50 v. H.

III. Einzelprobleme

Zum Schluß seien nun noch einige Probleme gestreift, die gerade in letzter Zeit bei Großveranstaltungen akut geworden sind.

Die Wiedergabe einer Fernübertragung von Schall vor einer großen Menschenmenge, z. B. durch Rundfunk, ist noch eine verhältnismäßig einfache Aufgabe. Hier ist nur ein akustisch einigermaßen brauchbarer Raum erforderlich; das andere ist eine Frage der Verstärkerleistung und der günstigen Verteilung der Lautsprecher.

Die wirklichen Schwierigkeiten entstehen erst, wenn der Sprecher, das Orchester oder die Schauspieler im gleichen Raume anwesend sind. Die von ihnen natürlich abgebbare Leistung reicht nicht hin, Riesenräume zu füllen oder gar im Freien alle Zuhörer mit ausreichender Schallenergie zu versorgen. Hier setzt die Schallverstärkungsanlage ein. An diese werden außer den für jedes hochwertige Übertragungssystem geltenden Bedingungen folgende Anforderungen gestellt:

1. Die Schallrichtung soll möglichst mit der Sichtrichtung zusammenfallen.
2. Der verstärkte Schall soll keine Echoerscheinungen erzeugen, weder natürliche Echos an großen reflektierenden Flächen, noch künstliche Echos durch Laufzeitunterschiede mehrerer, von verschieden entfernten Sendern ankommenden Schallstrahlen.
3. Der Sprecher (Orchester usw.) selbst darf von der Lautsprecheranlage nicht gestört werden, z. B. dadurch, daß er seine eigene Stimme von einem entfernten Lautsprecher als dauerndes Echo hört.
4. Die Lautsprecher dürfen nicht auf das Aufnahmemikrophon zurückwirken und akustische Rückkopplung erzeugen.

Alle diese Forderungen lassen sich mit einer Lautsprecheranlage erfüllen, die in der Nähe des Redners aufgebaut ist, mit gerichteter Abstrahlung die gesamte Zuhörerfläche, aber möglichst auch nicht mehr, bestreicht und in Richtung auf den Redner möglichst wenig Energie abgibt. Bei sehr großen Veranstaltungen versagt allerdings diese Methode; in großen geschlossenen Räumen mit nicht hinreichender akustischer Dämpfung sind Echowirkungen unvermeidlich; die Verständlichkeit wird durch stark verzögerte Echos sehr beeinträchtigt. Im Freien muß zur Versorgung der entferntesten Hörer von einem Punkte in der Nähe des Redners eine enorme Schallenergie abgestrahlt werden. Hierdurch ergeben sich aber für die vordersten Hörer viel zu große Lautstärken. Bei windigem Wetter ist in Entfernung von einigen hundert Metern infolge von Schallverwehungen eine sichere Schallversorgung nicht zu erzielen.

Man kann in solchen Fällen aber so vorgehen, daß nur eine vordere Zone unmittelbar vom Zentrallautsprecher versorgt wird, die nächste Zone von einer vor ihr erstellten Lautsprechergruppe usf. Bei einer solchen Anlage, die grundsätzlich der Forderung 1 entspricht, entsteht jedoch ein künstliches Echo dadurch, daß auch die zweite Zone noch Schallenergie vom Zentrallautsprecher erhält, und zwar mit einer Zeitverschiebung, die der Schallwegdifferenz zwischen den beteiligten Lautsprechern

[19]) H. F. Olson u. F. Massa, Acoust. Journ. **8** (1936), 48.

entspricht. Dieser Mangel kann dadurch beseitigt werden, daß nicht alle Lautsprechergruppen synchron moduliert werden, sondern die zweite Gruppe mit einer der Laufzeit entsprechenden Verzögerung, die dritte mit einer entsprechend größeren Verzögerung usf. Eine solche Verzögerung ist z. B. ausführbar dadurch, daß man die Modulation auf ein mit konstanter Geschwindigkeit ablaufendes Stahlband magnetisch aufzeichnet[20]), nach einer beliebig einstellbaren Zeit wieder abtastet und zur Speisung der zu verzögernden Lautsprechergruppe verwendet. Ein anderes Verfahren ist von Gladenbeck und Flanze angegeben und praktisch erprobt worden[21]). Wie in Abb. 16 gezeigt, wird hier die

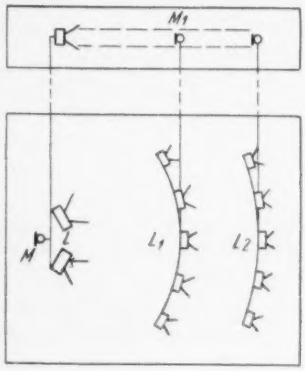


Abb. 16. Schallverzögerungsanlage (nach Gladenbeck und Flanze)

Schallverzögerung durch Einschaltung eines vom äußeren Schallfeld isolierten Luftweges bewirkt. In einer unterirdisch verlegten Röhre sind in verschiedenen Abständen Mikrophone angeordnet, welche die verzögerte Modulation der verschiedenen Lautsprechergruppen übernehmen. Zur Kompensation der beträchtlichen frequenzabhängigen Rohrdämpfungen sind elektrische Entzerrer erforderlich.

[20]) E. Hormann, ENT **9** (1932), 308.
[21]) Z. B. C. Trage, Telegr., Fernspr. u. Funktechn. **25**, Heft 5 (1936), 120.

Bei ganz großen Veranstaltungen, wo die Sicht auf den Sprecher mit unbewaffnetem Auge bereits in Frage gestellt ist, hat man unter Verzicht auf Forderung 1 mit Erfolg zu einer ganz stark unterteilten Lautsprecheranlage gegriffen. Jeder dieser „Rundstrahler" versorgt nur ein Feld von etwa 50 m Seitenlänge; die Energie der Nachbarlautsprecher wird durch geeignete Konstruktion der Schalleitflächen möglichst auf die von ihm zu versorgende Fläche beschränkt; dadurch, und wegen der geringen Entfernung der Einzelstrahler sind künstliche Echos praktisch vermieden.

Grundsätzlich sollte jedoch in allen Fällen, wo die Sicht des Redners, Schauspielers, Orchesters, wesentlich ist, auf eine mit der Sichtrichtung übereinstimmende Schallrichtung nicht verzichtet werden. Ohnehin sind, sofern der Sicht wesentliche Bedeutung zukommt, der Vergrößerung von Freilichtbühnen usw. Grenzen gesetzt. Fernrohre führen zur Zerstörung des Gesamtbildes und leiten zum Fernsehempfänger und damit zu einer Aufhebung des Gemeinschaftserlebnisses im engeren Sinne hin. Es ist bemerkenswert, daß dieser Entwicklung nicht akustische, sondern optische Grenzen gesetzt sind, insofern als bisher kein optisches Analogon für eine Schallverstärkungsanlage existiert.

Zusammenfassung

Unter Zugrundelegung der Eigenschaften natürlicher Klangbilder werden die Anforderungen an Übertragungssysteme besprochen, welche erfüllt sein müssen, damit sich das wiedergegebene Klangbild subjektiv möglichst wenig von seinem Original unterscheidet. Anschließend werden die verschiedenen Arten von Schallempfängern behandelt. Es folgt eine kurze Besprechung von Fragen der elektrischen Überwachung und Regelung der weitergeleiteten Modulation. Anschließend wird zu den Lautsprecheranlagen übergegangen. Zum Schluß werden einzelne Probleme von Schallversorgungsanlagen großen Stils besprochen.

(Eingegangen am 22. September 1936)

Einzelvorträge

Über Symmetrie- und Erblichkeitsfragen am menschlichen Gehörorgan

Von E. Waetzmann, Breslau

(Mitteilung aus dem Physikalischen Institut der Technischen Hochschule)

Max Wien gewidmet

Inhalt: Absorptions- und Empfindlichkeitsmessungen an Mutter und Sohn werden beschrieben, die in doppelter Beziehung erbbiologisch beachtenswert sein dürften.

Es ist bekannt, daß die Empfindlichkeits- (Schwellendruck-) Kurven für die beiden Ohren ein und derselben Person ähnlich sind, und zwar ist diese Ähnlichkeit, wie besonders im hiesigen Institut gezeigt worden ist[1]), eine recht weitgehende. Dagegen sind die Empfindlichkeitskurven von Person zu Person vielfach charakteristisch verschieden. Für die Kurvenpaare meiner Ohren und der meiner beiden Kinder zeigte sich jedoch keinerlei Verschiedenheit, sondern im Gegenteil auffallende Ähnlichkeit[2]).

[1]) W. Geffcken, Ann. d. Phys. **19** (1934), 829; E. Waetzmann, Festschrift der Techn. Hochschule Breslau (1935) 470; E. Waetzmann u. L. Keibs, Ann. d. Phys. **26** (1936), 141.
[2]) E. Waetzmann, Nachrichten von d. Ges. d. Wissenschaften zu Göttingen, Math.-phys. Klasse, **1** (1935), 157.

Etwa 100 Meßwerte für alle 6 Ohren streuten nicht mehr, als des öfteren die Meßwerte für ein und dasselbe Ohr streuen. Es ist kaum anzunehmen, daß hier ein bloßer Zufall vorliegt und somit wurde auf Familienähnlichkeit „am Gehörorgan" geschlossen. Hierbei mag noch unerörtert bleiben, ob und inwieweit das Zentralnervensystem mitwirkt. Neuerdings gibt B. Langenbeck[3]) an, daß er meine Annahme von erbbiologisch bestimmten Familienhörkurven „aufs beste" bestätigen könne. Ferner stellt er in der genannten sehr interessanten Arbeit das „Symmetriegesetz der erblichen Taubheit" auf, das kurz angedeutet etwa besagt, daß bei erblicher Taubstummheit beide Ohren der betreffenden Person in gleicher Weise geschädigt sind. Ich enthalte mich als Physiker jeden Urteils darüber, ob dieses sogenannte Symmetriegesetz wirklich ein Gesetz ist oder nur eine Regel, und zwar eine Regel mit zahlreichen Ausnahmen. Jedenfalls veröffentlicht Langenbeck in der genannten Arbeit einige entsprechende Kurven, die allerdings mehr als Restkurven denn als Hörkurven anzusprechen sind. Es handelt sich um stark schwerhörige Patienten.

Demgegenüber hatten wir Gelegenheit[4]), einen meiner früheren Assistenten (25 Jahre alt), der in akustischen Beobachtungen vorzüglich geschult ist und dessen Gehörorgan erblich ein wenig geschädigt sein dürfte, mit allen Hilfsmitteln der modernen akustischen Meßtechnik genau zu untersuchen. Die Hörschädigung ist so gering, daß man sie im gewöhnlichen Verkehr überhaupt nicht merkt. Er selbst gibt an, erstmalig vor etwa 3 Jahren bei gelegentlichen Hörversuchen gegenüber schwachem Schall bemerkt zu haben, daß andere Personen etwas besser hörten als er. Bei den Vorfahren väterlicherseits ist von irgendwelchen Hörschädigungen nichts bekannt; die anzunehmende erbliche Belastung rührt von der mütterlichen Seite her. Bei der Mutter (46 Jahre alt), die die große Güte hatte nach Breslau zu kommen, um sich auch für einige Messungen zur Verfügung zu stellen, muß schon von einer merklichen Hörstörung gesprochen werden; das erstemal suchte sie den Arzt wegen gewisser Hörstörungen vor etwa 5 Jahren auf.

Wir haben an Mutter und Sohn bei mittleren Intensitäten den Absorptionskoeffizienten a der Trommelfelle gemessen, d. h. den Anteil der auf das Trommelfell auffallenden Energie, der vom Ohr (Trommelfell) wirklich aufgenommen wird, ferner den Phasensprung ϑ zwischen der auf das Trommelfell auffallenden Welle und dem reflektierten Anteil und endlich die Empfindlichkeit in dem wichtigsten Hörbereich von etwa 100 bis über 3000 Hz. Für die Empfindlichkeit werden die Effektivwerte der Schwellendrucke am Trommelfell p_{Tr} (teils unmittelbar gemessen, teils aus anderen Messungen umgerechnet) in dyn/cm² angegeben. Auf die Meßmethoden selbst einzugehen, würde hier zu weit führen. Es sei nur erwähnt, daß die Schwellendruckkurven für den Sohn nach dem im hiesigen Institut von L. Keibs[5]) ausgearbeiteten „Rohrverfahren" bestimmt wurden, während für die Mutter die hier zur Verfügung stehenden Intensitäten nicht ausreichten, so daß das „Kammerverfahren" (mit Thermophon und elektrodynamischem Telephon als Tonquelle) benutzt wurde. Daß die Messungen, um die im folgenden angegebenen Feinheiten sicherzustellen, mit der größtmöglichen Sorgfalt ausgeführt werden müssen, braucht wohl kaum betont zu werden. Über die verschiedenen Meßverfahren und die gegenseitigen Umrechnungen findet sich das Nötige in einer unlängst veröffentlichten Arbeit[6]).

Abb. 1 zeigt die a-Kurven für den Sohn (K_S), Abb. 2 die zugehörigen ϑ-Kurven. Messungen über 1600 Hz hinaus wurden hier zu unsicher. Um einen Überblick über die Genauigkeit und die Reproduzierbarkeit der Messungen zu bekommen, sind in den Abb. 1 und 2 zahlreiche, an verschiedenen Tagen aufgenommene Meßwerte, die ihrerseits wieder Mittelwerte aus 2 bis 3 Einzelmessungen darstellen, eingezeichnet. Ob die Form der Einbuchtungen in den a-Kurven schon ganz sicher steht, mag noch dahingestellt bleiben. In jedem Falle ist die Ähnlichkeit zwischen rechtem und linkem Ohr in beiden Kurvenpaaren außerordentlich groß. Auffallend ist, daß die ϑ-Werte oberhalb 800 Hz für das linke Ohr wesentlich höher liegen als für das rechte Ohr. Es sei schon hier bemerkt, daß der gleiche Befund auch für die ϑ-Werte der Ohren der Mutter (Abb. 6a u. 6b) vorliegt. Übrigens sei hervorgehoben, daß auch die a- und ϑ-Kurven für verschiedene Personen vielfach charakteristisch verschieden sind. In Abb. 3 sind nun zunächst die nach der Keibsschen Methode bestimmten Schwellendrucke p_e für K_S angegebenen, die der einfallenden Welle allein entsprechen würden. Auch hier sollte ein Überblick über die Reproduzierbarkeit der Messungen gegeben werden. Die eingezeichneten Meßwerte gehören zu der (ausgezogenen) Kurve für das linke Ohr, während für das rechte Ohr der Übersichtlichkeit halber Meßwerte nicht eingezeichnet sind. Aus den mittleren p_e-Kurven der Abb. 3 sind dann die p_{Tr}-Kurven der Abb. 4

[3]) B. Langenbeck, Zeitschr. f. Hals-, Nasen- u. Ohrenheilkunde **39** (1936), 223; ebenda **39** (1936), 486.

[4]) Die Messungen wurden in der Hauptsache von den Herren Dr.-Ing. L. Keibs und Dipl.-Ing. H. Kalusche ausgeführt.

[5]) L. Keibs, Ann. d. Phys. **26** (1936), 586.

[6]) E. Waetzmann u. L. Keibs, Akust. Zeitschr. 1 (1936), 2. In dieser Arbeit sind auch a- und ϑ-Kurven sowie Empfindlichkeitskurven für eine andere Person angegeben, die zu einem Vergleich mit den hier mitgeteilten Kurven an Mutter und Sohn herangezogen werden können.

berechnet. Die Ähnlichkeit zwischen rechts und links ist wieder ganz auffallend, also, wenn man so will, eine geradezu glänzende Bestätigung des Langenbeckschen Symmetriegesetzes, und zwar an einer Person, deren Hörvermögen nur wenig herabgesetzt ist. Es sei aber besonders betont, daß mit dieser rein referierenden Bemerkung eine eigene

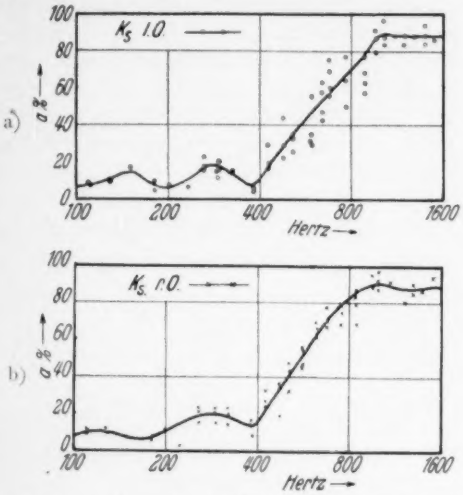


Abb. 1. Absorptionskoeffizienten des Trommelfells der Versuchsperson K_S
a) linkes Ohr, b) rechtes Ohr

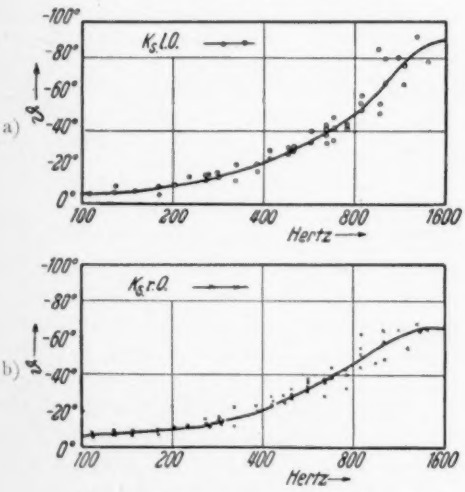


Abb. 2. Phasensprünge am Trommelfell der Versuchsperson K_S
a) linkes Ohr, b) rechtes Ohr

Stellungnahme zu dem Wirkungsbereich des Symmetriegesetzes nicht beabsichtigt ist. Der Physiker soll sich im wesentlichen darauf beschränken, einwandfreies und möglichst genaues Tatsachenmaterial zu liefern. Es sei in diesem Zusammenhange weiter daraufhin gewiesen, daß Langenbeck[7]) in einer soeben erschienenen Arbeit neue interessante Ausführungen über den Geltungsbereich seines Gesetzes macht. Übrigens zeigt ein Vergleich der Abb. 1 und 4, daß bei den Frequenzen, bei denen die Empfindlichkeit stark absinkt (etwas oberhalb 400 Hz), die Absorptionswerte gerade stark ansteigen. Durch Trommelfell und Adnexa kann die Hörverminderung also nicht hervorgerufen sein. Auch hier möchte ich nur auf die Tatsache hingewiesen haben, ohne mich auf eine nähere Diskussion einzulassen.

Für die Messungen an der Mutter (K_M) stand wenig Zeit zur Verfügung, so daß nur verhältnismäßig wenige Messungen angestellt werden konnten.

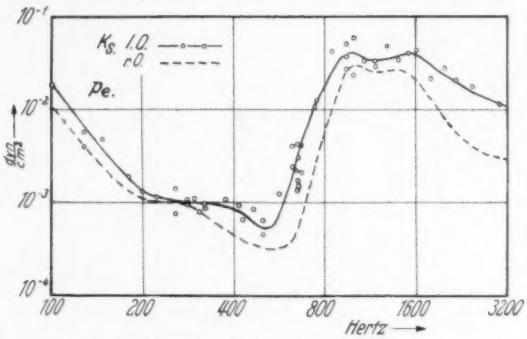


Abb. 3. Schwellendrucke der einfallenden Welle für die Versuchsperson K_S

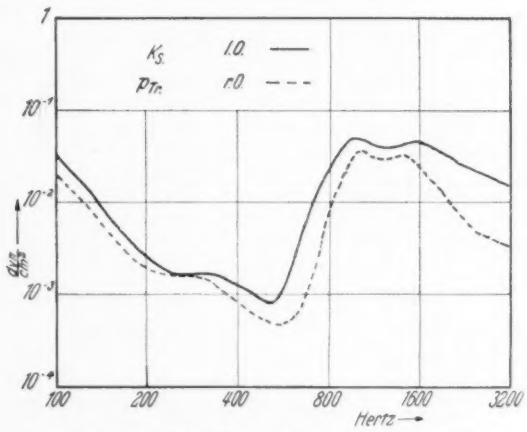


Abb. 4. Schwellendrucke am Trommelfell für die Versuchsperson K_S

Bedauerlich ist vor allem, daß die a-Messungen bei den Frequenzen um 400 Hz herum nicht ausgeführt wurden, weil damit der Vergleich gerade an einer wichtigen Einbuchtungsstelle der a-Kurve von K_S unmöglich ist. Ebenso ist auf die ϑ-Werte in der Gegend von 1200 Hz nicht allzuviel Wert zu legen, weil auch hier zu wenig Meßpunkte vorliegen. Im übrigen waren nach wenigen Vorübungen sämtliche Messungen an K_M vorzüglich reproduzierbar. Die Abb. 5 und 6 zeigen die a- und ϑ-Kurven für K_M. Die eingezeichneten Meßwerte sind Mittelwerte aus durchschnittlich 3 (nur wenig streuenden)

[7]) B. Langenbeck, Zeitschr. f. Hals-, Nasen- u. Ohrenheilkunde **40** (1936), 201.

Meßpunkten. Trotz gewisser Abweichungen, die zum guten Teil auf die eben erwähnte geringe Zahl der Messungen zurückzuführen sein dürften, ist nicht nur die Ähnlichkeit zwischen rechtem und linkem Ohr von K_M in die Augen springend, sondern auch die Ähnlichkeit der a- und ϑ-Kurven von K_S einerseits und K_M andererseits. Besonders

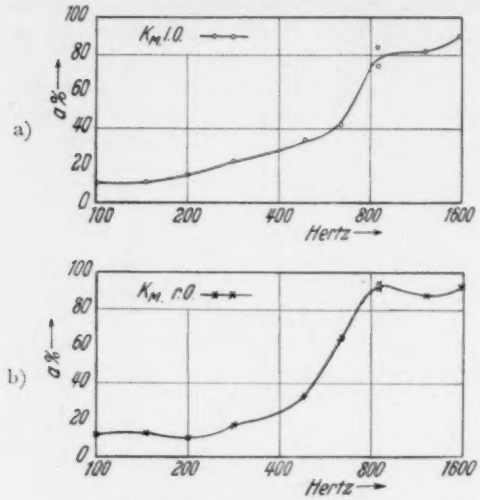


Abb. 5. Absorptionskoeffizienten des Trommelfells der Versuchsperson K_M
a) linkes Ohr, b) rechtes Ohr

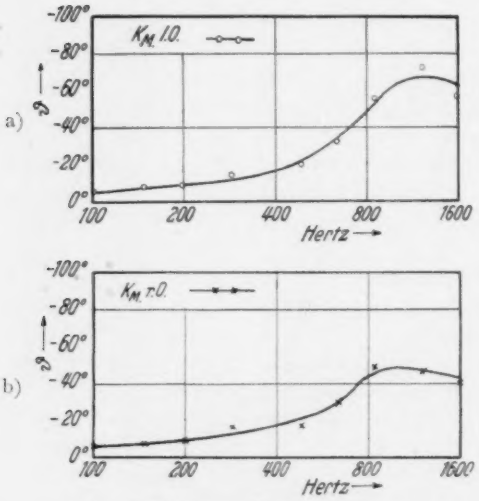


Abb. 6. Phasensprünge am Trommelfell der Versuchsperson K_M
a) linkes Ohr, b) rechtes Ohr

interessant sind ferner die Empfindlichkeitskurven von K_M und ihr Vergleich mit denen von K_S. Da bei der Mutter im Gegensatz zum Sohn schon eine durchaus merkliche Hörstörung vorliegt, müssen ihre Empfindlichkeitskurven ja andere sein, und es war wichtig zu wissen, in welchem Sinne sie geändert sein werden. Sie sind, wie Abb. 7 gegenüber Abb. 4 zeigt, so geändert, daß der allgemeine Typ der Kurven erhalten ist, und das scheint mir ein besonders beachtenswertes Ergebnis zu sein. Zunächst sei wieder darauf hingewiesen, daß die Kurven für das rechte und linke Ohr von K_M durchaus ähnlich sind. Nebenbei sei bemerkt, daß man auch hier wieder versucht sein könnte, an einen Zusammenhang mit der Langenbeckschen Regel zu denken, da man vielleicht auch schon bei der Mutter Vererbung annehmen muß. Während aber der Schwellendruck für K_S in der Gegend von 100 Hz bei etwas über 10^{-2} dyn/cm² liegt, liegt er für K_M, entsprechend ihrer geringeren Hörschärfe, um etwa eine Zehnerpotenz (das sind im Energiemaß zwei Zehnerpotenzen) höher. Die Kurvenpaare verlaufen dann ungefähr einander parallel, biegen beide in charakteristischer Weise etwas oberhalb von 400 Hz ziemlich scharf nach

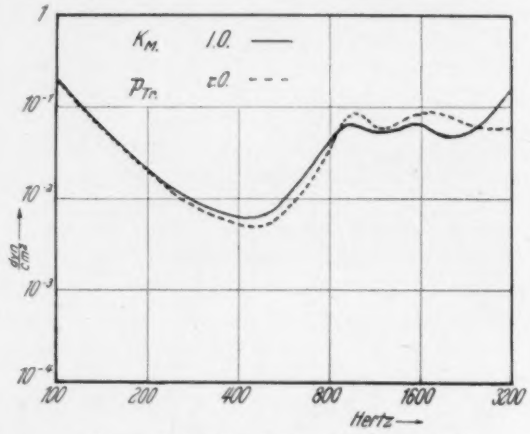


Abb. 7. Schwellendrucke am Trommelfell für die Versuchsperson K_M

oben um und bleiben weiter bis etwa 1600 Hz durchaus ähnlich. Oberhalb von 1600 Hz weichen sie dann in dem gemäß der verschiedenen Hörfähigkeit zu erwartenden Sinne voneinander ab. Trotzdem muß ein unbefangener Betrachter der Kurven meines Erachtens unbedingt zu dem Schluß kommen, daß hier der gleiche Kurventyp vorliegt. Wesentlich unterstützt wird das Erkennen des gleichen Typs, wenn man zum Vergleich die Empfindlichkeitskurven anderer Personen heranzieht.

Zusammenfassung

Zusammenfassend können wir sagen: Erstens liegt sowohl bei der Mutter, deren Hörfähigkeit in durchaus merklichem Maße herabgesetzt ist, wie auch bei dem Sohn, dessen Hörfähigkeit kaum merklich geschädigt ist, ausgesprochene Symmetrie zwischen rechtem und linkem Ohr vor, und zwar nicht nur für die Schwellendrucke, sondern auch für die Absorptionskoeffizienten. Zweitens sind trotz der verschiedenen Hörfähigkeit von Mutter und Sohn die Schwellenkurven, die Absorptionskurven und auch die ϑ-Kurven ausgesprochen ähnlich.

Durch die genannten Tatsachen werden meine früheren Angaben über erbbiologisch bestimmte Familienkurven am Gehörorgan bestätigt und erweitert; auch könnten sie vielleicht für die Beurteilung des Langenbeckschen Symmetriegesetzes von Wichtigkeit sein. Ich möchte annehmen, daß die beschriebenen Beobachtungen geeignet sind, der erbbiologischen Forschung am menschlichen Gehörorgan einen gewissen Anreiz zu geben. Wenn es gelingt, die nötigen apparativen Hilfsmittel für Serienmessungen zu beschaffen, so sollen die Versuche im hiesigen Institut in größerem Maßstabe fortgesetzt und nach verschiedenen Richtungen hin erweitert werden. Herrn Direktor Dr. Erich Thürmel, Berlin-Siemensstadt, habe ich für die Bereitstellung einiger Hilfsapparate herzlich zu danken.

(Eingegangen am 12. Oktober 1936)

Über die Verteilung der Sprechspannungen bei der Übertragung zahlreicher trägerfrequenter Gespräche

Von D. Thierbach und H. Jacoby,
Berlin-Siemensstadt

(Mitteilung aus dem Zentrallaboratorium des Wernerwerkes der Siemens & Halske A.-G.)

Inhalt: Aus der gemessenen Verteilung der Sprechspannungen innerhalb eines Gespräches wird die Verteilung der Summe der Spannungen in einem für viele trägerfrequente Gespräche gemeinsamen Übertragungssystem abgeleitet.

Bei der Übertragung von Sprache über Fernleitungen hat man bis vor einigen Jahren für jedes Ferngespräch eine besondere Leitung benutzt. In neuerer Zeit sind eine Anzahl von Fernkabelsystemen entstanden, bei denen mittels des Trägerfrequenzverfahrens eine ganze Reihe von Gesprächen — bis zu einigen Hundert — über eine Leitung übertragen wird. Mit der Belegung des Frequenzbereiches solcher Leitungen durch eine Vielzahl von Gesprächen entstand gleichzeitig die Aufgabe, alle Gespräche in den Unterwegsverstärkern gemeinsam zu verstärken.

Wenn man eine Reihe von Sprechspannungen, die selbstverständlich in verschiedenen Frequenzbereichen liegen, gemeinsam verstärkt, hat man damit zu rechnen, daß sie sich $W(u)$ zufällig summieren und den Verstärker übersteuern; jedoch treten auch ohne Übersteuerungen infolge der Krummlinigkeit der Röhrenkennlinien Summen- und Differenztöne auf, die zu gegenseitigen Störungen Anlaß geben. Neben der Linearisierung der Röhrenkennlinien im Arbeitsbereich tritt also die Aufgabe auf, den Verstärker für eine ausreichende Leistung zu bemessen. Die vorliegende Arbeit befaßt sich damit, diese Leistung in Abhängigkeit von der Zahl der gleichzeitig übertragenen Gespräche und der Spannung des Einzelgespräches zu ermitteln.

Wenn man einen Verstärker, der n Gespräche übertragen soll, für die n-fache Höchstspannung des Einzelgesprächs bemessen würde, so hätte man Übersteuerungen mit Sicherheit vermieden. Da die Spannung des einzelnen Gespräches in Wirklichkeit dauernd zwischen kleinen und großen Werten schwankt, tritt jedoch nur selten der Fall ein, daß in zahlreichen Gesprächen gleichzeitig die Höchstwerte vorkommen. Man wird also aus Gründen der Wirtschaftlichkeit den Verstärker nur für eine so große Spannung bemessen, daß die Wahrscheinlichkeit des Übersteuerns hinreichend klein ist.

Eine wichtige Grundlage zur Ermittelung dieser Wahrscheinlichkeit bildet der zeitliche Spannungsverlauf im einzelnen Sprachband. Um ihn kennen zu lernen, wurden Oszillogramme der Sprechspannungen an den Klemmen einer Teilnehmerstation

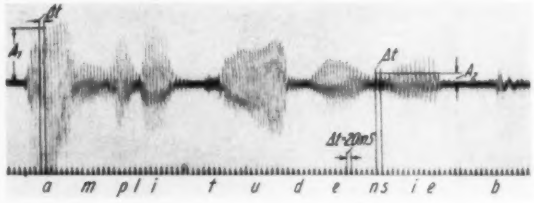


Abb. 1. Oszillogramm der Sprechspannung

aufgenommen. Ein derartiges Oszillogramm zeigt Abb. 1. Man sieht, wie Perioden großer Spannungen, wie z. B. bei dem Buchstaben „a" mit Pausen und Perioden kleiner Spannungen, wie bei dem Buchstaben „n" abwechseln. Um aus dem Oszillogramm näherungsweise die Häufigkeit des Vorkommens der einzelnen Spannungen zu erhalten, wurde folgendermaßen vorgegangen: Man betrachtet einen Zeitabschnitt der Länge Δt und liest den größten während dieses Zeitabschnittes vorkommenden Momentanwert der Spannung ab. Wenn man nun den Zeitabschnitt Δt längs der Zeitachse verschiebt und jedesmal den zugehörigen Höchstwert abliest und abzählt, wie oft Spannungen zwischen je zwei Werten u und $u + \Delta u$ vorkommen, so erhält man Zahlenwerte, die die Häufigkeit der einzelnen Sprechspannungen angeben. In Abb. 1 sind zwei solcher Zeitabschnitte eingezeichnet, in denen man die Höchstwerte A_1 und A_2 abliest. Die Länge des Zeitabschnittes wurde zu 20 ms gewählt. Diese Zeit ist lang genug, um auch die längsten vorkommenden Perioden der Momentanwerte zu überbrücken, sie ist aber auch so kurz, daß die Feinstruktur der Sprache erkennbar bleibt, denn innerhalb eines solchen Zeitabschnittes verändert sich die Amplitude der Sprache im allgemeinen nur wenig (vgl. Abb. 1). Man kann so

feststellen, wie oft innerhalb eines gegebenen Zeitraumes eine Spannung zwischen u und $u + \Delta u$ auftritt. Ordnet man diese Häufigkeiten nach steigenden Spannungen, so erhält man eine Kurve, die die Wahrscheinlichkeit $w(u)$ des Vorkommens einer Spannung zwischen u und $u + \Delta u$ angibt.

Abb. 2, Kurve *a*, zeigt das Ergebnis der Auswertung. Die Meßpunkte sind durch (x) dargestellt. Kleine Spannungen kommen am häufigsten vor, große Spannungen werden immer seltener.

Sind nun n Gespräche gleichzeitig vorhanden und sind die einzelnen Sprechspannungen innerhalb des oben definierten Zeitintervalls $u_1\, u_2 \ldots u_n$, so entsteht die Frage nach dem resultierenden Wert der Gesamtspannung u. Diese Frage kann nicht eindeutig beantwortet werden, da die einzelnen Sprechspannungen verschiedenen Frequenzbändern

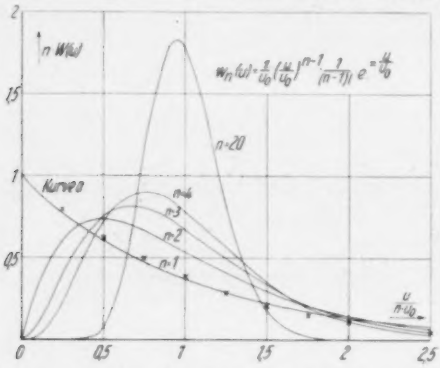


Abb. 2. Verteilungsfunktionen bei n Gesprächen

angehören und sich daher entsprechend den zufälligen Phasenwinkeln ganz verschiedenartig addieren. Man muß jedoch damit rechnen, daß sich — wenn vielleicht auch nur ganz kurzzeitig — alle Spannungen innerhalb des betrachteten Zeitintervalls voll addieren, und da dieser Wert für die Übersteuerung maßgebend ist, wird für die weiteren Betrachtungen angenommen, daß sich die Sprechspannungen der einzelnen Gespräche jeweils algebraisch addieren. Diese Annahme ist im Mittel natürlich zu ungünstig und schließt daher schon eine gewisse Sicherheit gegen Übersteuerungen ein.

Gehen wir nun also von der Annahme aus, daß beim Vorhandensein mehrerer Gespräche mit den Einzelamplituden $u_1, u_2 \ldots u_n$ die Gesamtspannung die Amplitude $u_1 + u_2 + \ldots u_n$ hat, so ergibt sich die Möglichkeit, einen Ansatz für die Wahrscheinlichkeit des Vorkommens einer Spannung u bei zahlreichen Gesprächen zu machen. Die Spannung u kommt nämlich immer dann vor, wenn die Summe der einzelnen Spannungen gleich u ist. Summiert man über sämtliche Möglichkeiten, wie sich die Spannung u aus den einzelnen Spannungen zusammensetzen kann, unter Berücksichtigung der Wahrscheinlichkeit des Vorkommens dieser Einzelspannungen, so ergibt sich die Wahrscheinlichkeit für u. Geht man von den Meßwerten der Abb. 2 aus, so kann man die zusammengesetzte Wahrscheinlichkeit bei n Gesprächen konstruieren. Dieses Verfahren ist jedoch sehr umständlich. Nähert man aber die empirisch bestimmte Verteilungsfunktion durch einfache Funktionen an, so wird die Aufgabe der Rechnung zugänglich und so wesentlich erleichtert.

In Abb. 2 Kurve *a* ist eine Annäherung für die Wahrscheinlichkeitsdichte als Funktion der Spannung u über der Spannung aufgetragen. Als Annäherung ist eine Exponentialfunktion gewählt, und zwar das Gesetz

$$w(u) = \frac{1}{u_0} e^{-\frac{u}{u_0}} \qquad (1)$$

Diese Bezugsspannung u_0 ist so gewählt, daß sich die Annäherung der wirklichen Verteilung möglichst gut anschmiegt. Wie weit dies gelungen ist, zeigen die in das Bild eingezeichneten Kreuze, die die aus dem Oszillogramm ermittelten Wahrscheinlichkeiten darstellen. Da es sich um eine Exponentialfunktion handelt, so ist die Spannung u_0 das arithmetische Mittel aller vorkommenden Spannungen[1]). Alle Spannungen werden wir im folgenden auf diese Spannung u_0 beziehen. Sind nun mehrere Gespräche gleichzeitig vorhanden, so kann eine Spannung u immer nur dann vorkommen, wenn die Summe der Spannungen der einzelnen Gespräche $u_1 + u_2 + \ldots u_n = u$ ist. Die Wahrscheinlichkeit für diese Spannung u erhält man also, indem man die zusammengesetzte Wahrscheinlichkeit

$$W_n(u) = \left.\begin{aligned} &\int\!\!\int \ldots \int d\,u_1\, d\,u_2 \ldots d\,u_n \\ &\cdot \frac{1}{u_0^{\,n}} \cdot e^{-\frac{u_1}{u_0}} \cdot e^{-\frac{u_2}{u_0}} \ldots e^{-\frac{u_2}{u_0}} \end{aligned}\right| \qquad (2)$$

bildet, wobei die Integration so vorzunehmen ist, daß die Bedingung $u_1 + u_2 + \ldots u_n = u$ erfüllt ist. Das Ergebnis dieser Rechnung ist:

$$W_n(u) = \frac{1}{u_0} \cdot \frac{1}{(n-1)!} \cdot \left(\frac{u}{u_0}\right)^{n-1} \cdot e^{-\frac{u}{u_0}}. \qquad (3)$$

In den weiteren Kurven der Abb. 2 ist das Ergebnis dieser Integration für vier verschiedene Gesprächszahlen dargestellt. Dabei ist ein normierter Maßstab benutzt worden. Als Abszisse ist nämlich aufgetragen worden das Verhältnis $\frac{u}{n \cdot u_0}$ und entsprechend auf der Ordinatenachse $n \cdot W_n(u)$, so daß der Inhalt jedes Flächenelements unverändert bleibt. Schon bei der Kurve für 2 Gespräche kommen die kleinsten Spannungen nicht mehr am häufigsten vor, sondern es hat sich ein Maximum

[1]) Wenn man eine Teilnehmerstation mit 600 Ohm abschließt, so beträgt der so definierte Mittelwert der Sprechspannung etwa 0,5 Volt.

bei einer endlichen Spannung ausgebildet. Bei den Kurven für $n = 3$ und $n = 4$ rückt dieses Maximum weiter nach rechts und bildet sich schärfer aus. Bei der Kurve für $n = 20$ liegt es schon fast bei dem Wert $\frac{u}{n \cdot u_0} = 1$ und ist recht scharf ausgeprägt. Bei immer größer werdender Gesprächszahl wird sich das Maximum weiter schärfer ausprägen und immer dichter bei einer Spannung $u = n \cdot u_0$ liegen. Man sieht also, daß die Verteilungskurve bei großen Gesprächszahlen mehr und mehr durch den n-fachen Mittelwert des Einzelgesprächs bestimmt wird. Betrachtet man weiter den Verlauf der Kurven für größere Spannungen als den n-fachen Mittelwert,

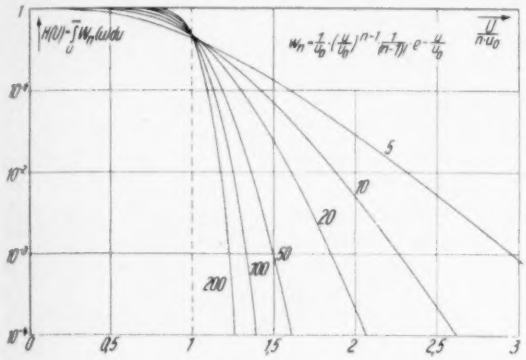


Abb. 3. Annäherung durch Exponentialfunktion

z. B. für die doppelte Spannung, so sieht man, daß die Wahrscheinlichkeiten für das Vorkommen dieser Spannungen mit wachsender Gesprächszahl immer geringer werden. Für die Bemessung der Verstärker interessiert nun gerade die Wahrscheinlichkeit, mit der Spannungen oberhalb einer gewissen Grenze U vorkommen. Diese Restwahrscheinlichkeit, also die Fläche, die die Kurve und die Abszissenachse oberhalb von U umschließen, ist für die Übersteuerung ausschlaggebend. Diese Wahrscheinlichkeit ist gegeben durch

$$H_n(U) = \int_U^\infty W_n(u)\, du\,. \qquad (4)$$

In Abb. 3 ist sie als Funktion dieser Grenze U für verschiedene Gesprächszahlen dargestellt. Als Maßstab der Abszissenachse ist wieder das Verhältnis $\frac{u}{n \cdot u_0}$ gewählt. Da besonders die kleinen und kleinsten Werte der Restwahrscheinlichkeit von Bedeutung sind, ist ein logarithmischer Maßstab für die Ordinatenachse benutzt worden. Das Kurvenblatt zeigt, daß man den Verstärker in allen Fällen für eine größere Gesamtamplitude als den n fachen Mittelwert (Summenmittelwert) bemessen muß, daß jedoch der Mehraufwand um so geringer ist, je größer die Gesprächszahl ist. Um sicherzustellen, daß die Wahrscheinlichkeit einer Übersteuerung kleiner ist als 10^{-3}, braucht man bei 10 Gesprächen das 2,24 fache, bei 200 Gesprächen nur noch das 1,23 fache des Summenmittelwertes. Wenn man also weiß, welche Restwahrscheinlichkeit an Übersteuerungen für den praktischen Betrieb zulässig ist, kann man aus Abb. 3 entnehmen, welche maximale Spannung der Verstärker bei n Gesprächen übertragen muß.

Das bisherige Ergebnis wurde hergeleitet unter der Annahme einer stetigen Verteilungsfunktion der Sprechspannungen.

Man kann jedoch die Sprache auch auffassen als eine Folge von Impulsen, die durch Pausen getrennt sind, wobei man der Einfachheit halber annimmt,

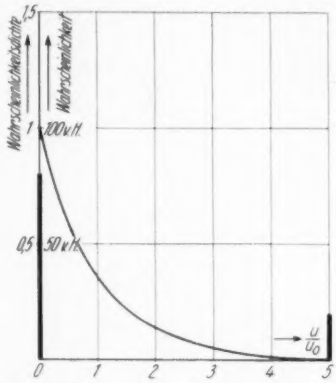


Abb. 4. Verteilungsfunktion der Spannung u von einem Gespräch

daß alle Impulse gleiche Amplitude haben. Betrachtet man einen Zeitraum von der Dauer Eins, so wird während der Zeit z Spannung vorhanden sein und während der Zeit $1 - z$ hat man Pausen. Die Wahrscheinlichkeit für die Spannung 0 ist also $1 - z$ und die Wahrscheinlichkeit für Impulsspannung ist z. Wie in Abb. 4 dargestellt ist, erhält man bei dieser Annahme an Stelle einer stetigen Kurve zwei diskrete Wahrscheinlichkeitswerte. Zwischen der Impulsspannung u_m und dem Wahrscheinlichkeitswert z muß die Beziehung bestehen

$$u_m = \frac{u_0}{z}\,. \qquad (5)$$

da ja der Mittelwert der Spannung aus Impulsen und Pausen gleich u_0 sein soll.

Über den Wert von z selbst kann man zunächst noch verfügen. Man rechnet jedoch schon sehr sicher, wenn man annimmt, daß die Impulsspannung gleich der maximalen Sprechspannung sei. Diese beträgt am Ausgang einer Teilnehmerstation etwa $u_m = 2{,}5$ Volt, während der Mittelwert, wie schon angegeben, $u_0 = 0{,}5$ Volt beträgt. Aus Gl. (5) erhält man hiermit $z = 0{,}2$, d. h. die Sprache wird hierbei ersetzt durch 80 v. H. Pausen und 20 v. H. Impuls.

Überträgt man gleichzeitig n Gespräche, so ist in einem gegebenen Augenblick in einer Anzahl

von Gesprächen gerade Pause, während in dem Rest die Spannung u_m pro Gespräch vorhanden ist. Die Zahl der Gespräche, in denen Sprechspannung vorhanden ist, sei k. Der zu übertragende Spannungswert ist $k \cdot u_m$. In $n - k$ Gesprächen ist dann Pause. Im Laufe der Zeit kommen alle Werte der Spannung zwischen o und $n \cdot u_m$ vor. Man kann nun wieder nach der Wahrscheinlichkeit fragen, daß gerade die Spannung $u = k \cdot u_m$ vorkommt, daß also k von n Kanälen gleichzeitig belegt sind. Die Wahrscheinlichkeit, daß in einem Kanal die Spannung u_m herrscht, ist z und $1 - z$ ist die Wahrscheinlichkeit, in einem Kanal die Spannung o anzutreffen.

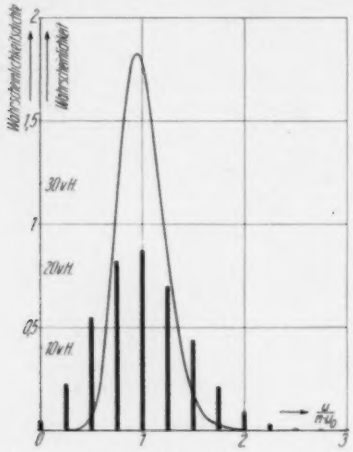


Abb. 5. Verteilungsfunktion der Spannung u bei 20 Gesprächen

Unter Berücksichtigung der Tatsache, daß sich die Zahl k aus n Elementen durch $\binom{n}{k}$ Kombinationen herstellen läßt, erhält man für die Wahrscheinlichkeit einer Spannung $u = k \cdot u_m = k \cdot \frac{u_0}{z}$ die Bernoullische Formel:

$$W(k) = \binom{n}{k} z^k (1 - z)^{n-k}. \qquad (6)$$

Die genauere Betrachtung dieser Funktion zeigt, daß bei großer Gesprächszahl n die am häufigsten vorkommende Spannung gleich $n \cdot u_0$ ist, genau so wie bei der Annahme stetig verteilter Sprachspannungen. Abb. 5 zeigt den Verlauf von Gl. (6) für $n = 20$. Ferner ist der Verlauf der Verteilung nach Gl. (3) eingetragen.

Für die Übersteuerung ist nun wieder die Restwahrscheinlichkeit

$$H(k_0) = \sum_{k=k_0}^{n} \binom{n}{k} z^k (1 - z)^{n-k} \qquad (7)$$

maßgebend.

Das Ergebnis der Auswertung dieses Ausdruckes ist in Abb. 6 dargestellt. Wie man erkennt, zeigen die Kurven einen ähnlichen Verlauf wie bei der Annäherung durch die Exponentialfunktion, jedoch ergeben sich daraus höhere Anforderungen für die Verstärker.

Trotz der großen Verschiedenheit der beiden Annäherungen für die Verteilung der Spannungen im Einzelgespräch sind die errechneten Restwahrscheinlichkeiten namentlich bei großer Gesprächszahl n nicht sehr verschieden. Beide Annahmen führen im Prinzip zu dem gleichen Ergebnis, daß nämlich bei großen Gesprächszahlen nicht die maximale Sprachspannung, sondern die mittlere Sprachspannung bestimmend für die Bemessung der Verstärker wird. Die Abweichungen erklären sich dadurch, daß zwar die mittlere Spannung bei den beiden Verteilungen gleich ist, nicht aber die mittleren Leistungen. Bei der Verteilung nach dem

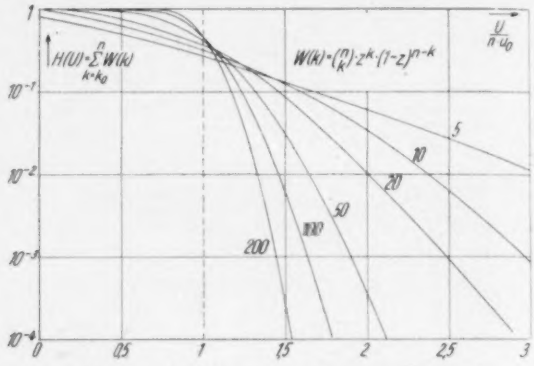


Abb. 6. Annäherung durch Spannungsstöße konstanter Amplitude

Exponentialgesetz ist die mittlere Sprachleistung proportional $2\,u_0^2$, bei der unstetigen Verteilung u_0^2/z. Sollen auch die mittleren Leistungen gleich sein, so muß $z = 1/2$ gewählt werden und dann werden tatsächlich die Restwahrscheinlichkeiten für große Gesprächszahlen in beiden Fällen identisch. $z = 0{,}5$ bedeutet, daß in jedem Kanal die halbe Zeit eine Sprachspannung von 1,0 Volt vorhanden ist, während bei $z = 0{,}2$ in 20 v. H. der Zeit die Spannung 2,5 Volt vorhanden ist. Die letztere Annahme stellt also schärfere Anforderungen an den Verstärker und gibt daher eine größere Sicherheit gegen Übersteuerungen.

Ein Umstand, der bisher keine Berücksichtigung fand, aber bei der Bemessung der Zwischenverstärker eine wesentliche Rolle spielt, soll im folgenden noch behandelt werden: Fernsprechverbindungen sind Gegensprechverbindungen. Bei der Gegensprechverbindung wird jeweils nur in einer Richtung gesprochen. Hat man also n Gegensprechverbindungen, so wird im allgemeinen nicht auf sämtlichen n Verbindungen in der gleichen Richtung gesprochen werden, sondern ein Teil der Teilnehmer am einen Ende wird gleichzeitig mit einem Teil der Teilnehmer am anderen Ende sprechen. Da man aber nun für beide Richtungen getrennte Verstärker vor-

sieht, so wird die Ausnutzung des Verstärkers geringer sein, als sich nach den bisherigen Rechnungen ergibt. Dies läßt sich bei der Bernoullischen Verteilung leicht annäherungsweise berücksichtigen. Da ein Teilnehmer im Mittel nur die Hälfte der ganzen Zeit spricht, so ist die Häufigkeit, mit der Spannungsstöße vorkommen, nur halb so groß, als wenn er fortgesetzt spräche. Man setzt also an Stelle von $z = 0{,}2$ den Wert $z = 0{,}1$ ein. Da hierbei die Spannung u_m der Sprachimpulse unverändert bleibt, sinkt die mittlere Sprechspannung $u_0 = z \cdot u_m$ auf die Hälfte. Man hat also mit folgenden Werten zu rechnen:

Ohne Gegenverkehr:

$u_0 = 0{,}5$ Volt $\quad z = 0{,}2 \quad u_m = 2{,}5$ Volt

Mit Gegenverkehr:

$u_0' = 0{,}25$ Volt $\quad z' = 0{,}1 \quad u_m = 2{,}5$ Volt

Die Rechnung ist auch mit den für Gegenverkehr angegebenen Werten durchgeführt worden. Das Ergebnis ist in Abb. 7 dargestellt. Hier ist aufgetragen, für welches Vielfache der Spannung $n \cdot u_0$ man den Verstärker bemessen muß, damit die Wahrscheinlichkeit der Übersteuerung den angegebenen Betrag nicht überschreitet. Man sieht hieraus, daß bei 200 Gesprächen und einer Unsicherheit gegen Übersteuerungen von 10^{-3} eine Spannung von $0{,}25 \cdot 200 \cdot 1{,}7 = 85$ Volt übertragen werden muß.

Das Ergebnis der Abb. 7 ist in anderer Darstellung bei einem Vortrag über Breitbandkabel (VDE - München 1936) schon mitgeteilt worden. Die Zwischenverstärker des dort beschriebenen Breitbandsystems wurden nach den angegebenen Richtlinien dimensioniert.

Unter Zugrundelegung der Exponentialfunktion für die Verteilung der Spannungen des Einzelgesprächs haben wir den Einfluß des Gegensprechens noch genauer berücksichtigt, indem wir der Streuung um die mittlere Verteilung der Gesprächsrichtung Rechnung trugen. Die Wahrscheinlichkeit dafür, daß von $2n$ Teilnehmern, nämlich n an jedem Ende der Verbindung, k in der einen Richtung und $n - k$ in der anderen Richtung sprechen, während die anderen hören, errechnet sich nach der schon oben benutzten Bernoullischen Formel. Will man nun wieder die Wahrscheinlichkeit für die Spannungen errechnen, die bei $2n$ Teilnehmern am Verstärker auftreten, so hat man die Wahrscheinlichkeit dafür, daß k Teilnehmer in der einen Richtung und $n - k$ Teilnehmer in der anderen Richtung sprechen mit der Wahrscheinlichkeit für die Spannung u bei k Sprechern zu multiplizieren und über sämtliche Produkte, welche sich bei $0 \ldots n$ Sprechern ergeben, zu summieren. Auch diese Rechnung wurde durchgeführt. Abb. 8 stellt wieder die Grenzspannung in Abhängigkeit von der Gesprächszahl für verschiedene Restwahrscheinlichkeiten dar. Ein Vergleich von Abb. 7 und Abb. 8 zeigt unter Berücksichtigung der im Verhältnis 2 : 1 verschiedenen Spannungsmaßstäbe, daß — wie erwartet — die Ergebnisse beider Rechnungen sich nicht allzusehr unterscheiden. Die Bernoullische Verteilung ergibt etwas höhere Anforderungen an den Verstärker.

Die mitgeteilten Rechnungen stellen einen Beitrag zur Bemessung von Breitbandverstärkern dar. Breitbandsysteme sind bis jetzt noch nicht in Betrieb. Es kann deshalb noch nicht gesagt werden, in welchem Umfang die hier gezogenen Folgerungen bestätigt werden. Jedenfalls ist versucht worden, an Stelle einer willkürlichen Bemessung einige aus der Natur der Sprechströme hergeleitete Bemessungsregeln für Breitbandverstärker aufzustellen.

Bei der Herleitung und Auswertung der Formeln haben uns die Herren Dr. E. Spenke, cand. ing. H. Möhrer und Dipl.-Ing. G. Günther unterstützt und Wesentliches zu den Ergebnissen beigetragen.

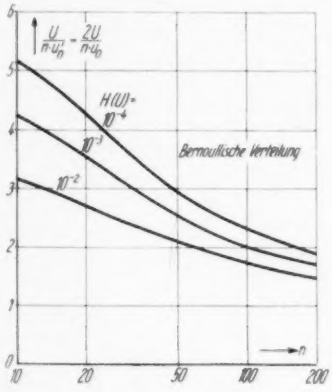


Abb. 7. Grenzspannung als Funktion der Gesprächszahl

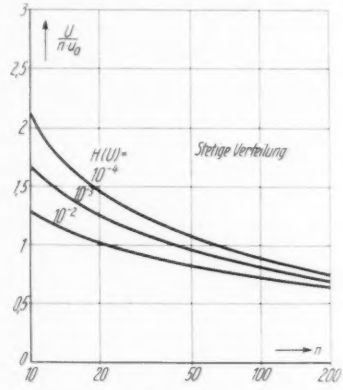


Abb. 8. Grenzspannung als Funktion der Gesprächszahl

Zusammenfassung

Die durch Messung festgelegte Verteilungsfunktion der Sprechspannungen eines Einzelgesprächs wird durch eine Exponentialfunktion angenähert und nach den Regeln der Wahrscheinlichkeitsrechnung bestimmte Summenkurven werden gezeigt und besprochen. Eine weitere Annäherung an die Verteilungsfunktion des Einzelgesprächs berücksichtigt besonders die großen Spannungen. Die Ergebnisse beider Annahmen werden verglichen. Schließlich wird die Tatsache des Gegensprechens mit in die Überlegungen einbezogen. Aus den Kurven lassen sich Schlüsse ziehen für die Bemessung von Breitbandverstärkern.

(Eingegangen am 30. September 1936)

Akustische Messungen mit dem Tonmesser in Verbindung mit dem Dämpfungsschreiber

Von H. G. Thilo, Berlin-Siemensstadt

(Mitteilung aus dem Zentrallaboratorium des Wernerwerks der Siemens & Halske A.-G., Berlin-Siemensstadt)

Inhalt: Beschreibung des Tonmessers — eines Spannungsspitzenmessers mit logarithmischer Anzeige — und kurzer Hinweis auf seine Verwendbarkeit für elektroakustische Messungen in Verbindung mit dem Dämpfungsschreiber.

Der Rundfunk hat dazu beigetragen, daß auf dem Gebiete der Elektroakustik in den vergangenen Jahren bedeutende Fortschritte erzielt wurden. Dies ist zu erklären durch das Bedürfnis nach der Steigerung der Güte der Rundfunkübertragung und durch die Möglichkeit, die für die Forschung notwendigen Mittel bereitzustellen.

Das hier beschriebene Gerät ist entstanden aus der Forderung nach einer geeigneten Amplitudenüberwachungseinrichtung für Rundfunkübertragungen. Die Dynamik, d. h. das Verhältnis der größten zu der kleinsten Amplitude der akustischen Darbietungen[1]), ist häufig so groß, daß die notwendigen technischen Einrichtungen diesen Amplitudenumfang nicht mehr störungsfrei übertragen können. So ist die Lautstärke eines Kanonenschusses etwa 1000000 mal so groß wie das leise Rascheln der Blätter eines Baumes. Wenn auch die Dynamik von 10^6 verhältnismäßig selten vorkommt, so muß man doch z. B. bei Orchesterdarbietungen in einem Konzertsaal mit einer Dynamik von 1000 rechnen. Mit Rücksicht auf einen wirtschaftlichen Betrieb läßt sich aber die Übertragung eines so großen Amplitudenumfanges heute noch nicht verwirklichen. Die Grenze für die höchsten Amplituden ist durch die Übersteuerung der Verstärker, die untere Grenze durch die unvermeidbaren Störgeräusche in den Leitungen und den Verstärkern gegeben. Man hat international vereinbart, daß z. B. bei Übertragungen auf Rundfunkleitungen die Dynamik höchstens 100 sein soll.

Um diese Forderung zu erfüllen, muß der Tonmeister während der Übertragung die Amplituden so regeln, daß sie in dem zulässigen Bereich bleiben. Als Meßgerät steht ihm hierzu der Tonmesser zur Verfügung. Dies ist ein Spannungsspitzenmesser, der durch seine sehr kurze Einstellzeit und seine logarithmische Skale gekennzeichnet ist, die den Bereich von 4,5 N umfaßt; das entspricht einem Amplitudenverhältnis von 100 : 1. Die Frequenzabhängigkeit der Anzeige ist in dem Bereich von 30—10000 Hz kleiner als 0,1 N.

In Abb. 1 ist der grundsätzliche Aufbau dargestellt: ein Kondensator wird von dem zu messenden verstärkten Tonfrequenzimpuls über Ventile in wenigen Millisekunden aufgeladen.

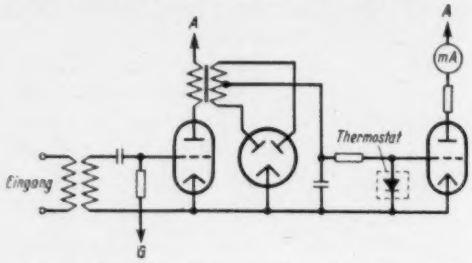


Abb. 1. Grundsätzlicher Aufbau des Tonmessers

Die den Spitzenwerten der Meßspannung proportionale Spannung des Impulskondensators steuert einen linearen Gleichspannungsverstärker, der für das Drehspulsystem die notwendige Leistung liefert.

Der Kondensator behält seine Ladung so lange — aber auch nur so lange —, daß der Impuls an dem sehr schnell einschwingenden Drehspulinstrument abgelesen werden kann. Je kleiner dessen Einschwingzeit ist, desto kürzer kann für eine vorgegebene Genauigkeit die Entladezeit des Kondensators gehalten werden, und desto besser stimmen Anzeige und Lautstärke zeitlich überein. Eine untere Grenze für die Einschwingzeit des Instruments ergibt sich durch die Trägheit des Auges und die Ermüdung des Beobachters bei zu schnell wechselnder Anzeige.

Die an sich schon kurze Einschwingzeit des eingebauten Instrumentes wird von 100 auf 50 ms dadurch herabgesetzt, daß ihm eine Drosselspule parallel geschaltet wird. Kommt ein Stromimpuls auf diese Parallelschaltung, so fließt im ersten Augenblick der Gesamtstrom durch das Instrument; der Strom in der Drosselspule nimmt entsprechend ihrer Zeitkonstante langsam zu. Die Wirkung dieser Schaltung ist in Abb. 2 zu erkennen.

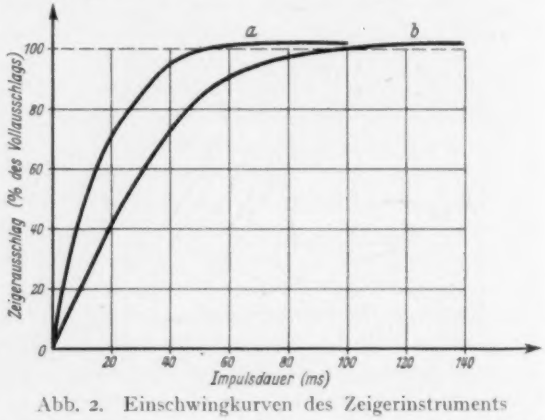
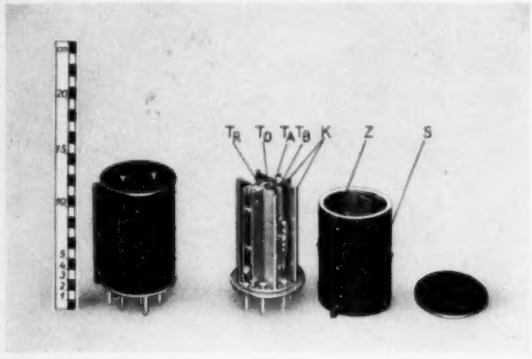


Abb. 2. Einschwingkurven des Zeigerinstruments
a = Instrument mit Drossel, *b* = Instrument ohne Drossel

[1]) Es empfiehlt sich, das Verhältnis von größter zu kleinster Amplitude als „Dynamik" zu bezeichnen, und nicht, wie oft üblich, das von kleinster Amplitude zu größter. Damit wird die „Dynamik" stets größer als 1, d. h. sie wird groß bei großen Unterschieden und klein bei kleinen. Das entspricht auch der grundsätzlichen Auffassung des AEF.

Die angestrebte logarithmische Anzeige ergibt sich in einfacher Weise dadurch, daß die Kondensatorspannung dem Gitter nicht unmittelbar, sondern über einen geeigneten amplitudenabhängigen Spannungsteiler zugeführt wird. Dieser besteht aus einem



geschlossen geöffnet

Abb. 3. Thermostat

hohen festen Widerstand und einer Kupferoxydulgleichrichterzelle, deren Spannung in der Durchlaßrichtung bei konstanter Temperatur mit sehr guter Annäherung logarithmisch mit dem Durchlaßstrom zunimmt. Die linear-logarithmische Übersetzung arbeitet praktisch trägheitslos.

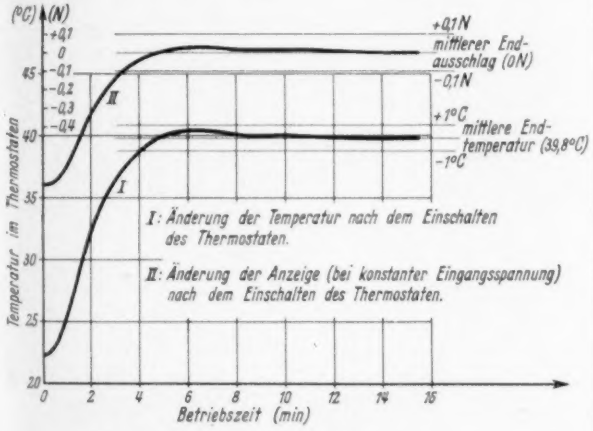


Abb. 4. Regelkurven des Thermostaten

Der Kupferoxydulgleichricher hat die bekannte Eigenschaft, daß sich sein Widerstand mit der Temperatur erheblich ändert. Der Temperaturkoeffizient des Widerstandes beträgt etwa 5—7 v. H. je Grad C und ist spannungsabhängig. In demselben Maße wäre daher die Anzeige temperaturabhängig. Dieser Fehler wird dadurch beseitigt, daß der Kupferoxydulgleichrichter in einen kleinen Thermostaten eingebaut ist, der nach einer Anheizzeit von 5 bis 10 Min. die Temperatur von etwa 40° C konstant hält. In Abb. 3 ist die Ansicht des Thermostaten, in Abb. 4 seine Regelkurve dargestellt. Abb. 5 zeigt die Widerstands-Spannungskennlinie eines Kupferoxydulgleichrichters, die in dem Bereich von etwa 10^4—10^6 Ohm logarithmisch verläuft.

In das Regiepult des Tonmeisters ist ein zusätzliches Lichtzeigerinstrument mit 200 mm Skalenlänge eingebaut. Seine Einschwingkurven sind in Abb. 6 dargestellt. Abb. 7 zeigt den äußeren Aufbau des Tonmessers und des Lichtzeigerinstruments.

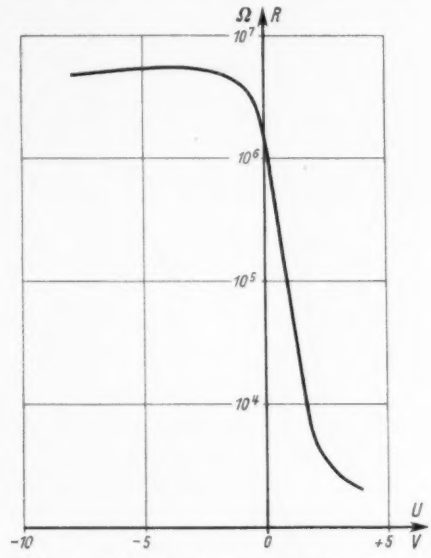


Abb. 5. Widerstand-Spannungs-Kennlinie eines Kupferoxydulgleichrichters

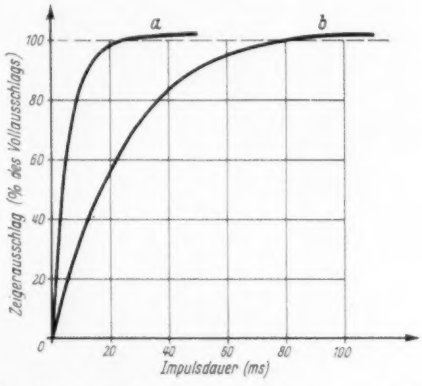


Abb. 6. Einschwingkurven des Lichtzeigerinstruments

a = Instrument mit Drossel,
b = Instrument ohne Drossel

Für die folgende Vorführung, bei der die Dynamik einer Schallplattenwidergabe beobachtet werden kann, ist als Anzeigeinstrument das Lichtzeigerinstrument mit einer etwas veränderten Optik versehen, so daß die Skale auch aus weiterer Entfernung beobachtet werden kann.

Die logarithmische Skale hat für viele Meßmethoden große Vorteile. Als Beispiel soll hier die Verbindung des Tonmessers mit dem Dämpfungsschreiber beschrieben werden. Der Grundgedanke

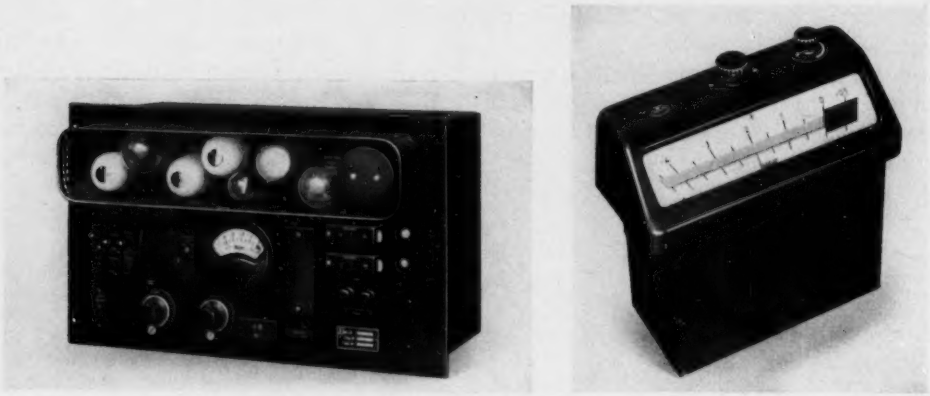


Abb. 7. Äußerer Aufbau des Tonmessers und des Lichtzeigerinstruments

für diese Anordnung stammt von Herrn R. Hellmann, der auch die Entwicklung durchführte. Der Dämpfungsschreiber ist grundsätzlich folgendermaßen aufgebaut: ein Lichtstrahl wird so abgelenkt, daß die Lage des auf einem Koordinatennetz aufleuchtenden Lichtpunktes von zwei Größen abhängt: die Ordinate ist ein Maß für die Spannung, die Abszisse gibt entweder die Frequenz oder die Zeit an. Besteht die Auffangfläche aus einer nachleuchtenden Masse, so können Kurven geschrieben werden, die einen Spannungsverlauf in Abhängigkeit von der

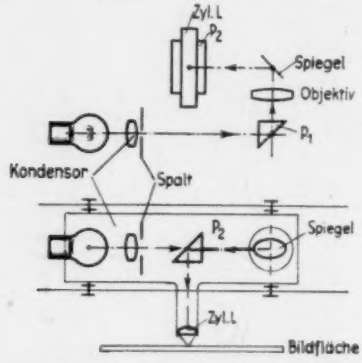


Abb. 8. Dämpfungsschreiber, optisches System

Frequenz oder von der Zeit darstellen. In Abb. 8 ist der grundsätzliche Aufbau des Dämpfungsschreibers dargestellt: die Wendel einer Tonfilmlampe wird über ein Linsensystem auf den Spiegel abgebildet, der auf der Drehspule des Instruments befestigt ist. Der reflektierte Strahl wird durch ein Prisma auf die Bildebene abgelenkt und dort zu einem Punkt konzentriert. Die ganze Optik einschließlich der Lampe und dem gut ausgewuchteten Instrument ist in einem Wagen aufgehängt, der über einen Seiltrieb entweder mit der Achse eines Schwebungssummers oder mit einem Synchronmotor gekuppelt ist.

Die Anordnung eignet sich für die verschiedensten Messungen. In Abb. 9 ist als Beispiel der Frequenzgang eines Übertragungssystems wiedergegeben. Das System ist absichtlich so aufgebaut, daß es starke Pegelschwankungen zeigt. Die Kurve ist zweimal mit verschiedener Geschwindigkeit (Anlaufzeit etwa 2 und 6 s) geschrieben worden;

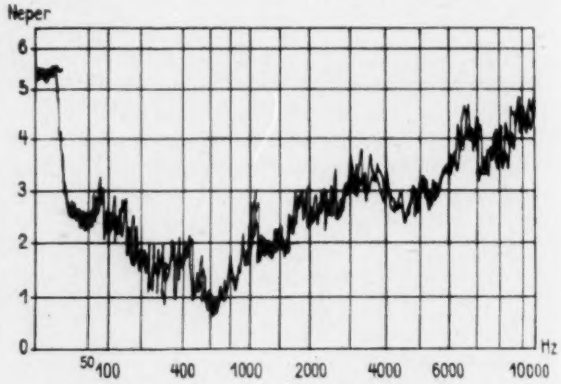


Abb. 9. Lautsprecher und Mikrophon. Frequenzgang der Dämpfung

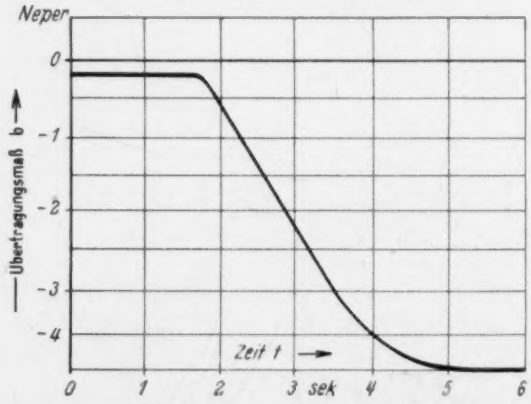


Abb. 10. Künstlicher Nachhall

alle wesentlichen Einzelheiten sind in beiden Fällen richtig wiedergegeben. Die Spitzen sind durch Raumreflexionen zu erklären. Bei der Aufnahme dieser Kurve fiel der Lichtpunkt auf Gaslichtpapier, das an Stelle des Leuchtschirms in die Kassette eingelegt war. Die Rückwand der Kassette besteht

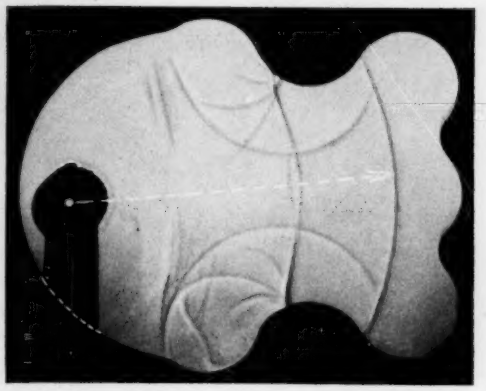


Abb. 3. „Kartoffel"-Profil
mit axial angeordneter Schallquelle

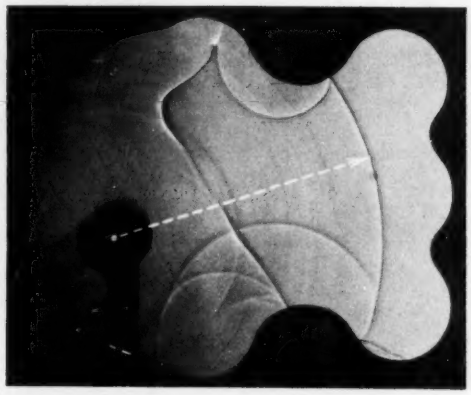


Abb. 4. „Kartoffel"-Profil
mit leicht exzentrischer Schallquelle

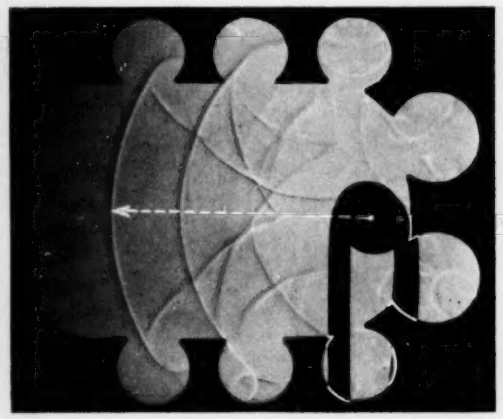


Abb. 5. Schallblockierende Wirkung
engöffniger Taschen

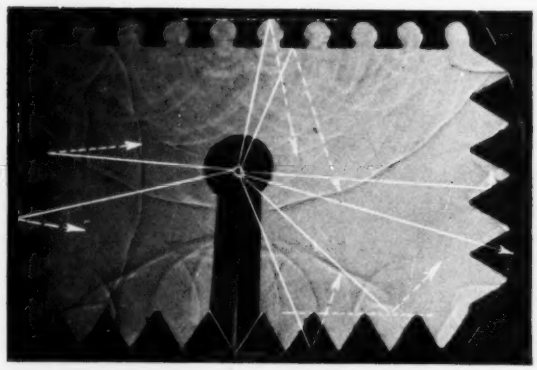


Abb. 6. Klein-Taschen-Auflösung einer ebenen Wand

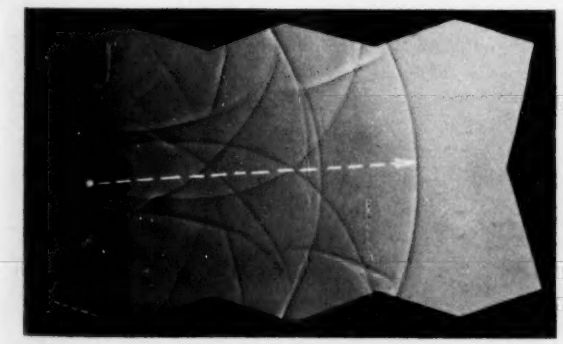


Abb. 7. Wandfaltung

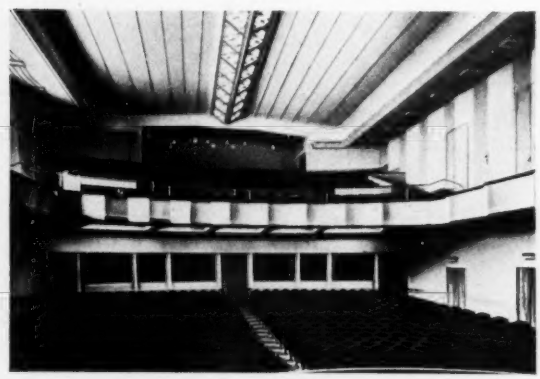


Abb. 8. Anwendung von Wandfaltung,
Kino SCALA, Zürich 1926

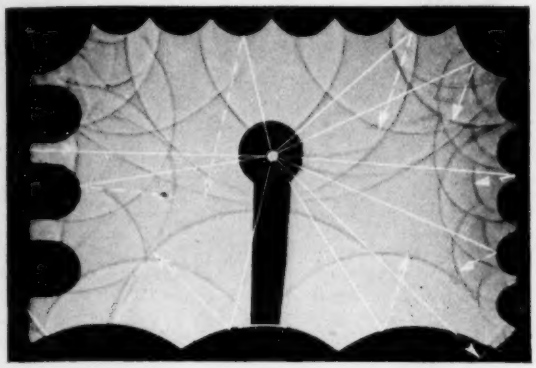


Abb. 9. Studienprofil mit Kannelierungen

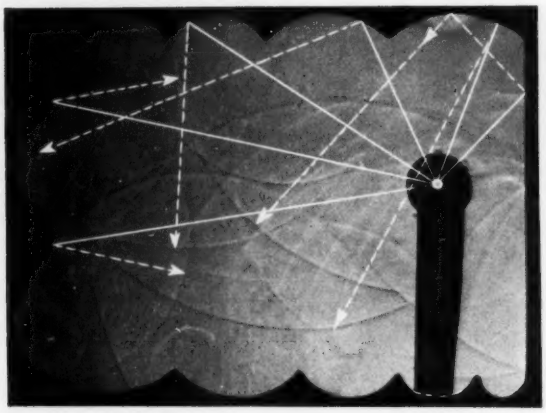


Abb. 10. Studienprofil mit Mulden und Wellen

Abb. 11. Gleichmäßig verteilte Muldenauflösung einer Wand

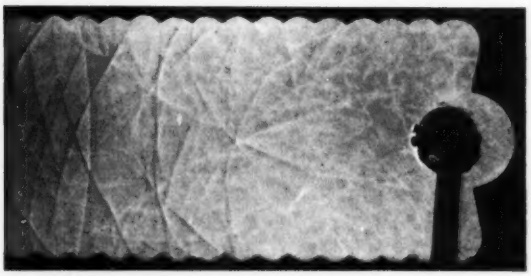


Abb. 12. Schallwelle ist etwa $^1/_5$ der Saallänge im Rückweg

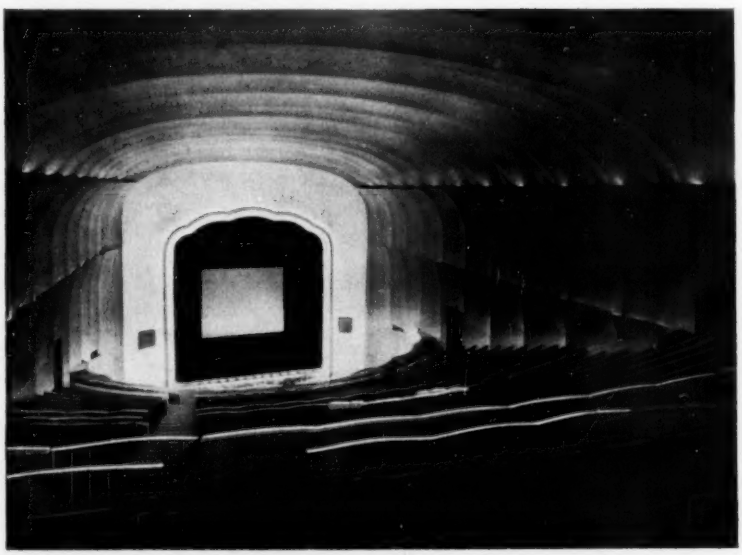


Abb. 13. Kino REX Turin, Ausführung 1932

Anwendung gleichmäßig aneinander gereihter Mulden an der Decke und an den Wänden. Die Betonmulden der Wände sind jeweils in der Muldenmitte mit stark schallschluckendem Material ausgelegt

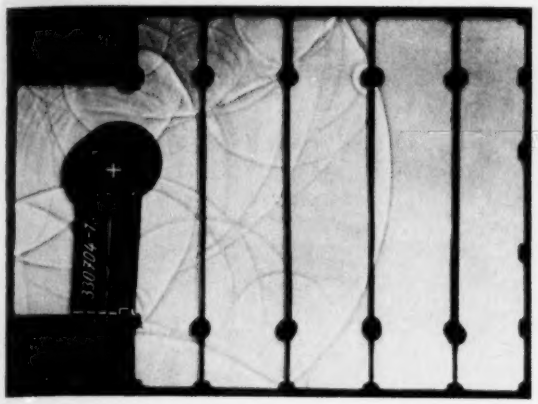


Abb. 14. Freistehende Säulen

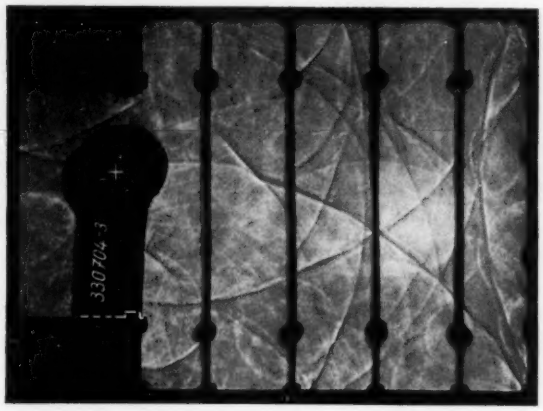


Abb. 15. Freistehende Säulen,
Rückwand hat bereits zurückgeworfen

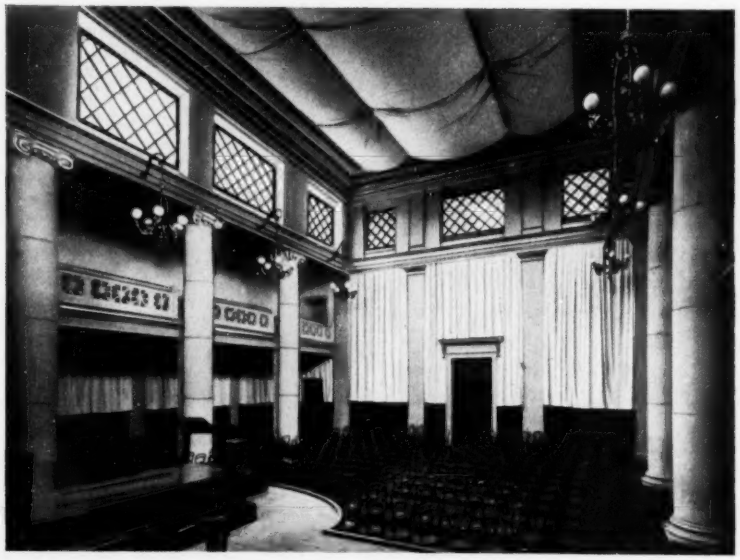


Abb. 16. Stadthaus-Saal Winterthur, Semper 1860, prov. Korrektur

Abb. 17. Stadthaus Winterthur, definit. akust. Korrektur 1933

aus rotem Glas, so daß der durch das Papier durchscheinende Lichtpunkt während der Aufnahme beobachtet werden kann. Nach der Aufnahme der Kurve wird das Koordinatennetz auf das Gaslichtpapier kopiert.

Als Beispiel für eine zeitabhängige Messung ist in Abb. 10 eine Nachhallmessung dargestellt. Die Optik wird in diesem Fall von einem Synchronmotor bewegt.

Die auf dem Leuchtschirm entstehende Kurve kann nur von einzelnen Personen beobachtet werden. Der Meßvorgang wurde mit einer Schmalfilmkamera aufgenommen, um die Wirkungsweise des Dämpfungsschreibers auch in einem größeren Kreis zeigen zu können.

Zusammenfassung

Für viele elektrostatische Messungen eignet sich besonders ein Spannungsspitzenmesser, der durch eine sehr kurze Einstellzeit und eine logarithmische Skale gekennzeichnet ist. Als Beispiel für seine Verwendungsmöglichkeit in Verbindung mit zusätzlichen Meßgeräten wird die Arbeitsweise eines Meßplatzes beschrieben, der aus dem Tonmesser und dem Dämpfungsschreiber besteht.

Schrifttum

1. W. Nestel u. H. G. Thilo: Ein neuartiges Gerät zur Amplitudenüberwachung im Rundfunkbetrieb und anderen elektroakustischen Anlagen. ETZ **57** (1936), 197.
2. H. G. Thilo u. M. Bidlingmaier: Der Tonmesser, ein Spannungsspitzenanzeiger mit logarithmischer Anzeige. ENT **13** (1936), 176.

(Eingegangen am 30. September 1936)

Raumakustik in geometrischer Betrachtung

(Anwendung der Ultraschallwellen-Photographie)

Von F. M. Osswald, Winterthur

(Mitteilung aus dem Akustischen Institut, E. T. H. Zürich)

(Hierzu Tafel II, III und IV)

Inhalt: Sowohl mit der Schlierenmethode wie mit der Schattenmethode können Dichteänderungen in durchleuchtbaren Medien sichtbar gemacht werden. Mit Ultraschallknallen und Kürzestdurchleuchtung ergibt letztere Methode klare zweidimensionale Photographien der Schallrückwürfe innerhalb von Modellprofilen; die so gewonnenen Bilder sind ein genaues und anschauliches Hilfsmittel für die Raumakustik. Beschreibung der Apparatur. Anwendungsbeispiele.

Schon lange hatte man dem geometrischen Bild der Schallwellenrückwürfe in geschlossenen Räumen Aufmerksamkeit gegeben. Die aus der Optik bekannten Rückwurfgesetze konnten ohne weiteres auf Schallwellen angewendet werden und so war die Möglichkeit gegeben, die Orte der Stirnwellen in einem beliebigen Zeitpunkt nach deren Aussendung zu bestimmen und gleichzeitig die schallsammelnden und schallzerstreuenden Wirkungen beliebig geformter Begrenzungsstücke des Raumes im voraus zu bewerten und damit die günstigste Form von z. B. Kanzelreflektorflächen, aber auch von akustischen Kuriositäten, wie Flüstergalerien, Echogewölben, planmäßig zu entwerfen.

Dann kam um die Jahrhundertwende W. C. Sabine mit seinen bahnbrechenden Experimenten und der Nachhalltheorie, die die Raumakustik auf Jahre hinaus fast allein zu beherrschen bestimmt war: in der Tat konnte man nunmehr die akustischen Zustände in nicht allzu großen und nicht allzu reich gegliederten Räumen mit Sicherheit bestimmen. Sabines und die andern Varianten der Nachhallformeln gehen sämtlich von der Voraussetzung aus, daß der begrenzte Luftraum des Raumes bei Beginn des Nachhalls und auch während dem Nachhallprozeß gleichmäßig von Schall erfüllt sei, und daß daher die schallschluckenden und schallreflektierenden Verumständungen nicht allzu ungleich verteilt seien. Diese Forderung ist in der Praxis nie restlos erfüllbar, sie würde kurze Schallemissionen ausschließen und eine Raumform analog der Ulbricht-Kugel bedingen. Sobald die Raumdimensionen groß werden und die Schallableitungs- und -schluckeigenschaften ungleich verteilt sind, treten fühlbare zeitliche und lokale Unhomogenitäten, ferner Frequenzabhängigkeiten auf, und dies um so mehr, je stärker die geometrische Gestaltung der Begrenzungsflächen im eingangs erwähnten Sinne sammelnd oder zerstreuend mitspielt.

Seit einigen Jahren gibt man dem lokalen Schallaufbau und Schallzerfall bei der Schallquelle, im Luftraum und beim Empfänger erhöhte Aufmerksamkeit: die akustische Betrachtung hat sich daher sowohl im energetischen wie im geometrischen Sinne über alle Teile des Raumes, zumindest über die von Zuhörern besetzten, zu erstrecken. Schon Sabine hatte dies gefühlt und die Luftschallwellenphotographie nach Foleys Anordnung angewendet. Auch die sogen. katakaustische Spiegelung gab schon recht anschauliche Bilder der Brennzonen einzelner Begrenzungsstücke und der Wechselwirkung zwischen solchen. Theoretisch steht nichts im Wege, die Verläufe der Schallwellenfronten zeichnerisch zu bestimmen. Prof. E. Michels bekanntes Buch „Hörsamkeit großer Räume" (1921) enthält zahlreiche sorgfältig durchgearbeitete Beispiele. Die Brauchbarkeit dieses Zeichenverfahrens ist durch die zeichnerische Genauigkeit begrenzt und überdies mühsam, wenn man Rückwürfe vom dritten oder höheren Grad in unregelmäßig begrenzten Profilen zu bestimmen hat. Ein schönes experimentelles Hilfsmittel sind die ebenfalls von Michel und A. H. Davis (Teddington) ausgearbeiteten Wasserwellenbilder in seichten, von unten durchleuchteten Schalen, die ziemlich großmaß-

stäbig, und dank der geringen Wellenausbreitungsgeschwindigkeit von weniger als 0,5 m/Sek., mit dem Auge leicht verfolgbare und kinematisch photographierbare Bilder gaben. Allerdings verschleiern die nachpendelnden Abklingwellen in schweren Fluida das Bild der immer zarter werdenden Rückwürfe; dazu kommen die maßstäblich übertriebenen Beugungserscheinungen; sonst sind die Flüssigkeitsbilder korrekt und nur von der Genauigkeit der Modellherstellung abhängig.

Praktisch frei von diesem Nachteil sind die mittelst kurzen Knallen in Luft erzeugten Bilder, mit kürzester Momentandurchleuchtung.

Alle diese Darstellungsweisen sind maßstablos und zweidimensional; durch Legen mehrerer Schnitte läßt sich das räumliche Bild konstruieren, doch erkennt der geübte Akustiker schon aus den Bauplänen, welche Schnitte die instruktivsten sind, und manche Fälle lassen sich mit einem einzigen Schnitt oder allein schon durch gefühlsmäßige Überprüfung weitgehend beurteilen und erkennen, wo die energetische Nachhilfe anzusetzen hat, sei es, daß man Verstärkung oder Abschwächung der Schallschluckung von Begrenzungsstücken vornimmt, oder die Raumform ändert.

Nun sollen die Arbeitsweise der Luftschallwellenphotographie und einige Anwendungsbeispiele folgen:

Abb. 1. Foley's Kammer (Am. Arch. 1922) mit Schußauslösung. Wurde auch in Zürich anfänglich angewendet und ist in der Zeitintervalleinstellung der beiden Funken sehr zuverlässig. Doch gingen wir bald zur kapazitiven Verzögerung der Lichtfunken über.

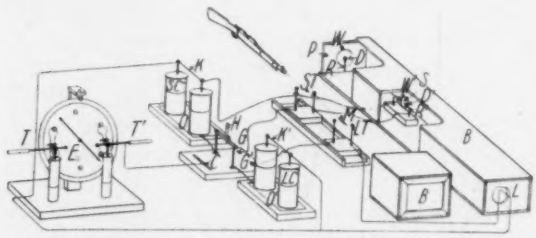


Abb. 1. Ursprüngliche Apparatur mit Schußsteuerung

Abb. 2. E. T. H., Zürich, Apparatur in der heutigen Form. Tubuskasten 2,6 m lang, Mattscheibe und Lichtfunken an den beiden Enden; das Modell und die Schallfunkenstrecke sind in etwa $^2/_3$ Länge von der Lichtfunkenstrecke eingebaut. Als Stromquelle dient eine Wehrsenmaschine, 55 cm Durchmesser, 60 kV; Kondensatoren je 11000 cm. Wasserwiderstand, Kontrollfunkenstrecken mit Glasschiebern sind vom Mattscheibenstand aus mit Zugstangen veränderbar, ebenso die Sprungweite des Lichtfunkens. Frequenz des Schallfunkens etwa 350 kHz, was bei rund $^1/_{400}$-Maßstab des Modellprofils einer Tonhöhe von rund 1000 Hz im aktuellen Raum entspricht. Dauer des Lichtfunkens etwa 10^{-6} Sek. Zeitintervall zwischen den beiden Funken regulierbar von $^1/_{20000}$—$^1/_{2000}$ Sek., entsprechend einem Entwicklungsstadium auf der Mattscheibe von 2,5—25 cm. Längere Funkenintervalle können durch Auswechselung der Kondensatoren erreicht werden, doch werden dann die photographischen Linien bald so zart, daß sie nicht mehr sicher ausgewertet werden können. Im allgemeinen ist etwa 15 cm Schallausbreitung auf der

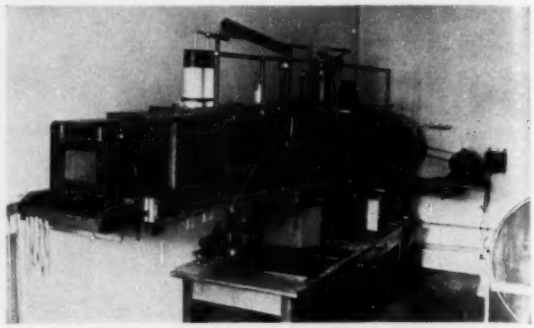


Abb. 2. Heutige Apparatur mit kapazitiver Steuerung

Mattscheibe genügend aufschlußreich. Die tangential durchleuchteten Kugelschalen der Luftverdichtung und der anschließenden Verdünnung wirken als optisches System; keine Glaslinsen sind vorhanden.

Da mit dieser Einrichtung rasch komplette Wellensysteme in fehlerloser Abbildung gewonnen werden, wurden zahlreiche, aus der Praxis entlehnte und auch willkürlich geformte Studienmodelle verwendet. Sie werden aus 25 mm starken Hartgummiplatten herausgeschnitten und haben bis 100 mm größte lichte Öffnung.

Abb. 3 und 4 (Tafel II). Aus Kreisstücken zusammengesetzte „Kartoffel"-Form. Beide Photos mit ungefähr gleicher Wegentwicklung, das eine Mal mit axial aufgestellter Schallquelle, das andere Mal mit leicht aus der Achse verschobener. Man beachte die starke Veränderung zwischen beiden Bildern; dies ist eine Warnung gegen die Verwendung von Hohlreflektoren nahe der Schallquelle: der Sprecher in einer solchen Mulde muß genau den Platz beibehalten. Ebene Reflektoren, z. B. bei Kanzel-Rückwand und Deckel, sind im allgemeinen unstreitbar akustisch „elastischer". Man beachte auch, daß jede Linie aus zwei Teilen besteht, dem vorauseilenden schwarzen Zug (Verdichtung) und der weißen unmittelbar nachfolgenden ersten Verdünnung; dann ist die Welle bereits so stark abgeklungen, daß, wenn die Zündung fehlerfrei stattfand, keine Nachzügler auf der Platte erscheinen. Die zweiten Rückwürfe sagen meistens schon alles Nötige.

Abb. 5 (Tafel II) zeigt die Schallblockierung = Verzögerung in kreisförmigen Taschen. Deutlich erscheint hier die Huyghensche Beugung.

Abb. 6 (Tafel II). Noch weiter getriebene Taschenauflösung sorgt für pulsierendes Herausquellen des Schalles aus der Wand und erfüllt den Raum hinter der Umhüllungswelle sehr gleichmäßig.

Abb. 7 (Tafel II). Aber auch schon einfache Faltung bewirkt intensive Durchmischung hinter der Umhüllungsfront. Ein solcher Saalgrundriß ist akustisch nicht mehr parallelwandig, sondern vereinigt die Vorteile von nach vorwärts und nach rückwärts weisenden Keilstücken.

Abb. 8 (Tafel II). Scala-Kino, Zürich, erbaut 1926, ist eine Anwendung der Wandfaltung. Grundfläche 32 × 19,3 m, Höhe 13 m, 1100 Plätze, 6000 m³ Innenvolumen, mit weit ausladender Galerie. Dieses Kino stammt noch aus der Zeit des stummen Films und erforderte nicht die geringste Änderung, als der Tonfilm einzog. Die Wandfaltungen erforderten nur geringe Schalldämpfung, sie gestatteten die ökonomische Unterbringung von Luftkanälen und anderen Leitungen.

Abb. 9 und 10 (Tafel III). Studienprofile für Kannelüren und Mulden. Schallzerstreuend sind erstere günstiger, letztere erzeugen in der Nähe stets kräftige Schallkonzentrationen: man wird also die Bestuhlung durch Seitengänge genügend distanzieren, damit sich die Schallbündel wieder lockern.

Abb. 11 und 12 (Tafel III). Gleichmäßige Muldenreihen verwischen die Umhüllungskurven bald. In Sälen mittlerer bis großer Abmessungen haben sich Muldenbreiten von 1—3 m, Tiefen 0,1—0,5 m und Radien 2—5 m gut bewährt; diese Maße sind je nach Ort der Schallquelle, Form und Größe des Saales individuell abzustufen, dann bremsen sie die Schallflüssigkeit des Saales in der Längsrichtung des Saales fast nicht und fördern den stereoakustischen Effekt, im Gegensatz zu den stark bremsenden Scherenwänden.

Für das Kino Rex, Turin, war ursprünglich durchwegs glatte Marmorauskleidung geplant. In dieser Ausführung wäre dieses Großkino geometrisch-akustisch und bezüglich Nachhalldauer ein sicheres Fiasko gewesen. Glücklicherweise konnte die Sache noch vor Baubeginn 1932 gründlich geändert werden gemäß Abb. 13 (Tafel III), unter Beibehaltung der Raumgröße. Grundfläche 45 × 21 m, 21 m hoch, Volumen gegen 16000 m³, 2200 Plätze, davon die Hälfte auf der Galerie. Die Mulden der Wände und der Decke sind in Beton gleichmäßig ausgebildet, nur sind die Seitenmulden in der Mittelpartie jeweils mit stark schallschluckendem Material gedämpft.

Abb. 14 und 15 (Tafel IV). Freistehende Säulenreihen haben noch stärkere schallzerstreuende Wirkung als Wandkannelüren und ermöglichen es, daß selbst in größeren Sälen praktisch ebene Wände und ohne wesentliche seitliche Dämpfung ausgeführt werden können. Die Dämpfung beschränkt sich dann meistens auf die Decke und nötigenfalls auf die Rückwand. Die bestuhlten Flächen sind ohnehin genügend schallschluckend. Eine Anwendung:

Abb. 16 (Tafel IV). Stadthaus, Winterthur, erbaut von Gottfried Semper 1860. Der Saal war viel zu stark hallend für die Konzerte und für Podiumvortrag. 1928 wurde versuchsweise eine Dämpfung mit Stoffgehängen an der Decke und an den Wänden mit tolerablem Erfolg eingerichtet.

Abb. 17 (Tafel IV). Dasselbe nach dem Umbau 1933. Der Saal wurde um eine Säulenstellung verlängert auf 27 m Länge mal 20 m Breite, Höhe im Mittelteil 12 m, Fassung mit den beiden Seitengalerien 900 Menschen, Volumen etwa 5400 m³. Die gesamte Dämpfung wurde an der Decke konzentriert, nur mäßige Dämpfung an der galerielosen Rückwand. Die große Musikernische ist ganz mit hohlliegendem Sperrholz ausgekleidet. Die Akustik wird als geradezu hervorragend beurteilt. Dies ist ein Beispiel dafür, daß die Säulen gestatteten, die Wände praktisch ganz nach dem Wunsch des Architekten zu gestalten.

Zusammenfassung

Mit diesen Beispielen sollte gezeigt werden, daß die geometrische Raumform beim energetischen Schallaufbau und Schallzerfall und bei der lokalen Schallverteilung und beim Inzidenzeinfluß auf die Schallschluckung mitspielt. Ultraschall-Luftwellenphotographie ist ein genaues und anschauliches Mittel zur Erkennung reflektorisch einflußreicher Begrenzungsteile, die nötigenfalls anders zu formen oder zu dämpfen sind.

(Eingegangen am 30. September 1936)

Der Einfluß der Größe und Form von Schallschirmen auf die Schallabstrahlung von Lautsprechern

Von Gerhard Buchmann, Berlin

(Mitteilung aus dem Institut für Schwingungsforschung an der Technischen Hochschule Berlin)

Inhalt: Der symmetrische Schallschirm. Der kreisförmige Schallschirm. Der rechteckige Schallschirm. Der unsymmetrische Schallschirm. Zusammenfassung.

Die Verwendung eines Schallschirms zur Verbesserung der Lautsprecherwiedergabe ist seit langem bekannt. Schon Lord Rayleigh[1]) weist

[1]) Lord Rayleigh, Theory of Sound, Ausgabe 1929, Bd. 2, S. 306. Versuch von G. G. Stokes, Verbesserung des Versuchs durch Einsetzen der Stimmgabelzinke in eine passende Öffnung vgl. W. Burstyn, Zeitschr. f. techn. Phys. **3** (1922), 180. H. Riegger verwendet 1922 Schallschirme für seinen Blatthaller. Wiss. Veröff. d. Siem.-Konz. **3**(1924), 67. C.W. Rice u. E.W. Kellog gaben 1924 ausführliche Vorschriften für die Verwendung von Schallschirmen (amerik. Patent Nr. 1631646).

darauf hin, daß die Schallstrahlung einer Stimmgabel wesentlich erhöht werden kann, wenn man an eine Zinke einen größeren Schallschirm seitlich heranbringt. Eine Stimmgabelzinke stellt ja, ebenso wie eine allseitig freiliegende Lautsprechermembran, einen Strahler erster Ordnung dar, der die tiefen Frequenzen wesentlich schlechter abstrahlt, als ein gleich großer Nullstrahler. Der Schallschirm hat die Aufgabe, den Ausgleich der Druckschwankungen, die vor und hinter der Membran genau gegenphasig erfolgen, direkt um die Membranränder zu verhindern. Wieweit dies erreicht wird, hängt von der Form und Größe des Schallschirms sowie von der Frequenz ab. Die Angaben über die notwendige und günstigste Größe schwanken. Ebenso haben die in der heutigen Lautsprechertechnik verwendeten Schirme sehr verschiedene Form und Größe. Es schien daher wünschenswert, den Einfluß des Schallschirmes näher zu untersuchen.

Der symmetrische Schallschirm

Schon hierbei liegen die Verhältnisse so verwickelt, daß genaue rechnerische Ansätze bisher nicht durchgeführt wurden. Strutt[2]) nimmt z. B. statt des Schallschirms eine Kugel an, die an den Enden eines Durchmessers 2 Punktstrahler nullter Ordnung mit gleicher Amplitude, aber entgegengesetzter Phase trägt. Mc Lachlan[3]) dagegen rechnet nur mit 2 Nullstrahlern in einem Abstand, der dem Umweg um den Schallschirm entspricht. Auch einige experimentelle Untersuchungen wurden ausgeführt[4]), deren Ergebnisse aber von den berechneten teilweise abweichen.

Bei der Schwierigkeit, das Problem theoretisch zu erfassen, lag es nahe, praktische Versuche anzustellen, zumal es wegen der Größe der Lautsprechermembran zweifelhaft ist, ob sie bei den mittleren Frequenzen noch als Kugelstrahler wirkt. Als Schallquelle diente ein dynamisches Lautsprechersystem mit einem Membrandurchmesser von 18 cm, das mit konstantem Strom betrieben wurde. Die Messung des Schalldruckes erfolgte mit einem ungerichteten Tauchspulenmikrophon[5]) meist in 1 m Abstand auf der Mittelachse des Lautsprechers. Um die besonderen Frequenzeigenschaften des Lautsprechers von denen des Schallschirms zu trennen, war es nötig, den Lautsprecher im Vorversuch in einem unendlichen Schallschirm unter gleichen Bedingungen durchzumessen, d. h. der Lautsprecher wurde mit einem passenden Schirm in ein offenes Fenster gesetzt und der Schalldruck davor im Freien bestimmt. Da jeder zur Verfügung stehende gedämpfte Raum zu klein war im Verhältnis zur Wellenlänge der tiefsten verwendeten Frequenzen ($\lambda = 7$ m), mußten auch die endlichen Schallschirme im Freien untersucht werden. Sie wurden im Hof des Instituts in größerer Entfernung von allen reflektierenden Flächen frei aufgehängt (vgl. Abb. 1).

Abb. 1. Versuchsanordnung

Das Wesentliche der im folgenden dargestellten Kurven ist, daß die Frequenzkurve im endlichen Schirm zu der im unendlichen Schirm ins Verhältnis gesetzt, also stets der Quotient Schalldruck vor dem endlichen Schirm zu Schalldruck vor dem unendlichen Schirm gebildet wurde. Hierdurch fallen, wie schon oben gesagt, die dem Lautsprechersystem anhaftenden Richt- und Frequenzeigenschaften heraus; man erhält, bis auf ein kleines Gebiet in der Nähe der Resonanzstelle des Systems, wo sich die wechselnde akustische Belastung mit verschieden großen Schallschirmen auch in einer Änderung der Resonanzfrequenz bemerkbar macht, lediglich die Eigenschaften des untersuchten Schallschirmes.

Der kreisförmige Schallschirm

Der Übersichtlichkeit wegen wurden zunächst nur genau kreisförmige Schirme von 45 cm und 65 cm Radius untersucht. Abb. 2 stellt das Meßergebnis für den Schallschirm von 45 cm Radius dar, wobei die Mikrophonentfernung 104 cm und 60 cm betrug. Als Abszissen sind die Frequenzen in Hertz (Hz) aufgetragen, die Ordinaten geben das Schalldruckverhältnis zwischen endlichem und unendlichem Schirm wieder. Die Kurven *a* und *b* zeigen den zu erwartenden Verlauf. Nach den

[2]) M. I. O. Strutt, Zeitschr. f. techn. Phys. **10** (1929), 124.
[3]) N. W. Mc Lachlan, Loudspeakers, S. 36.
[4]) N. W. Mc Lachlan, Loudspeakers, S. 295; H. F. Olson u. F. Massa, Applied Acoustics, S. 200.
[5]) R. N. Marshall u. F. F. Romanow, Bell Syst. Techn. Journ. **15** (1936), 405.

tiefen Frequenzen hin fällt der Schalldruck stark ab, in einem mittleren Gebiet wird sogar ein größerer Wert erreicht als beim unendlichen Schirm, dann erfolgt ein scharfer Einbruch in der Frequenzkurve. Wie man durch Vergleich der beiden Schalldruckkurven erkennen kann, ist dieser Einbruch nicht nur schallschirm- sondern auch ortsbedingt; bei größerem Mikrophonabstand liegt der Einschnitt bei höheren Frequenzen. Das Minimum entsteht nämlich dann, wenn der von der Rückseite des

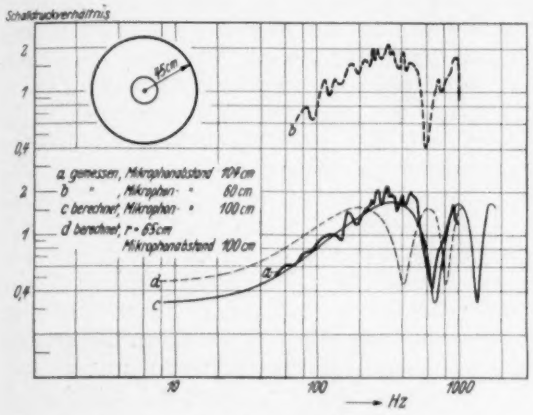


Abb. 2. Frequenzkurven kreisförmiger, symmetrischer Schirme

Lautsprechers um den Schirmrand gebeugte Schall zum Mikrophon einen um den Betrag einer Wellenlänge größeren Weg zurückzulegen hat als der direkte Schall (die Druckschwankungen auf der Vorder- und Rückseite erfolgen ja gegenphasig), Die Wellenlängen der Minimafrequenzen betragen hier 60 bzw. 52 cm, die Wegunterschiede 60 cm und 55 cm. Die Höchstwerte treten für Frequenzen ein, bei denen der Wegunterschied gleich der halben Wellenlänge ist. Nimmt man von der Vorder- und Rückseite der Membran kugelförmige Schallausbreitung auf dem kürzesten Wege zum Mikrophon an, so stimmt der Verlauf der Frequenzkurven mit der theoretisch zu erwartenden Form überein; die geringen Abweichungen könnten durch die Ungenauigkeit der Wegeausmessung oder durch die Temperaturabhängigkeit der Schallgeschwindigkeit ausreichend erklärt werden. Die Kurven *c* und *d* sind unter diesen Annahmen berechnet, und zwar für einen Schallschirm von $r = 45$ cm und für einen Schallschirm von $r = 65$ cm bei 100 cm Beobachtungsabstand. Auch für den großen Schallschirm wird der theoretische Verlauf durch das Experiment bestätigt (Abb. 3). Die Wellenlänge der kritischen Frequenz beträgt hier 81 cm, der Wegunterschied direkt um die Kanten des Schallschirms 83 cm. Also auch hier läßt sich eine recht gute Übereinstimmung feststellen. Außerdem zeigt diese Aufnahme, daß Minima in gleicher Weise auch für Vielfache von λ eintreten, eben solange, bis die Richtwirkung der Membran so ausgeprägt wird, daß kein wesentlicher Schallanteil mehr von der Membran zum Schirmrande gelangt.

Wie oben gesagt, ist die durch den Schallschirm bedingte Schalldruckkurve ortsabhängig. Diese Richtwirkung ist schon von Strutt und Mc Lachlan für die Minimumfrequenz theoretisch behandelt worden. In großer Entfernung tritt das Minimum auf der Mittelachse der Membran dann ein, wenn der Radius des Schallschirms gleich der Wellenlänge

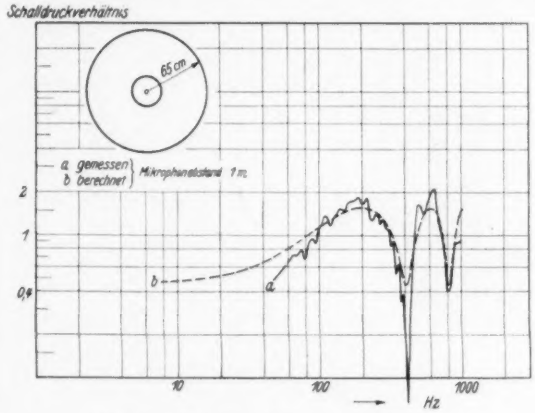


Abb. 3. Frequenzkurven kreisförmiger, symmetrischer Schirme

wird. Für weiter von der Mittelachse entfernte Beobachtungspunkte wird für dieselbe Frequenz die Wegdifferenz zwischen vorder- und rückseitiger Strahlung geringer, damit wird auch die Auslöschung geringer, der resultierende Schalldruck steigt. Für in der Schallschirmebene gelegene Punkte ist der Wegunterschied gleich 0, die Auslöschung ist vollständig.

Abb. 4 gibt die an einem Schallschirm mit $r = 65$ cm gemessene Richtwirkung für 2 Frequenzen wieder. Während das Richtdiagramm bei

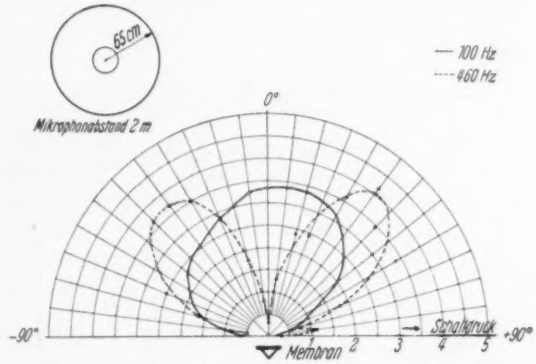


Abb. 4. Richtwirkung eines kreisförmigen Schirms

100 Hz nahezu kreisförmig ist — die Auslöschung tritt hier nur bei -90^0 und $+90^0$ ein, die Wegdifferenz beträgt auf der Achse etwa $\lambda/5$ —, zeigen sich für die Minimumfrequenz 460 Hz 2 ausgeprägte Maxima bei etwa -45^0 und $+45^0$.

Der rechteckige Schallschirm

Ähnlich wie beim kreisförmigen Schallschirm liegen die Verhältnisse auch beim rechteckigen Schirm. Der untersuchte Schirm hatte eine Kantenlänge von 80 cm und 87 cm. Der Lautsprecher befand sich in der Mitte, das Mikrophon in 100 cm Abstand auf der Mittelachse des Lautsprechers. Das Ergebnis, in Abb. 5 dargestellt, weicht nur sehr wenig von den früher gezeigten Kurven ab.

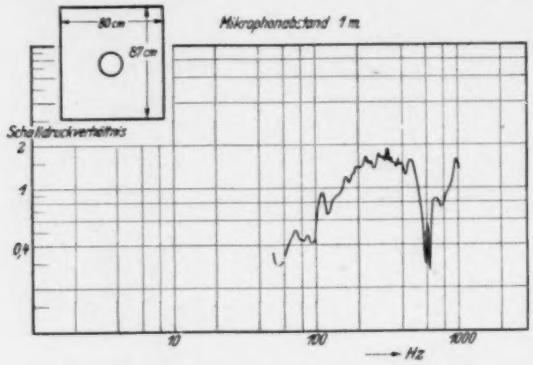


Abb. 5. Frequenzkurve eines rechteckigen, symmetrischen Schirms

Bemerkenswert ist dabei, daß das Minimum — es ist hier entsprechend den ungleichen Kantenlängen aufgespalten — nicht der kürzesten Verbindung von der Rückseite der Membran zum Mikrophon entspricht, sondern einem etwas größeren Wege. Die Wegdifferenzen, direkt um die Kanten des Schirms gemessen, betragen hier 52 und 47 cm, die den Minima zugeordneten Wellenlängen dagegen 57 und 55 cm. Ein ähnliches Ergebnis hatten Olson und Massa sowie Mc Lachlan, die den kreisförmigen Schirm nicht untersucht haben, beim quadratischen Schirm auch gefunden. Sie führen es darauf zurück, daß der Schall mit einem größeren Krümmungsradius um den Schirm gebeugt wird. Nach den Meßergebnissen an den kreisförmigen Schallschirmen kann diese Annahme nicht zutreffen. Um die wirkliche Ursache für die Verlagerung des Minimums zu ermitteln, wurde an einem quadratischen Schirm zunächst der Einfluß verschiedener Randabschnitte auf die Frequenzkurve in dem fraglichen Bereich untersucht. Das geschah in der Weise, daß erst die Ecken und dann die Mittelabschnitte der 4 Seiten der Schallwand durch ausgedehnte Platten abgeblendet wurden. Das Ergebnis zeigt Abb. 6. Kurve *a* wurde bei allseitig freiliegendem Schirm, *b* bei abgeblendeten Ecken und *c* bei abgedeckten Mittelabschnitten aufgenommen. Kann die Schallbeugung nur über die Mittelteile erfolgen, so ergibt sich ein scharfes Minimum, das dem eines Kreisschirms mit dem Radius des eingeschriebenen Kreises entspricht. Findet die Schallbeugung über die Ecken statt, so tritt infolge der zur Ecke hin stetig wachsenden Wegdifferenzen ein wenig ausgeprägtes Minimum bei tieferen Frequenzen auf. Rechnerisch läßt sich das gleiche Ergebnis finden, wenn man für die rückseitige Schallerzeugung eine axiale Reihe von Kugelstrahlern bestimmter Stärke annimmt. Besonders bemerkenswert und für die Formgebung der Lautsprechereinkleidung wichtig ist, daß man hier auch akustisch die aus der Optik bekannte Erscheinung der äußeren Beugung nachweisen kann.

Der von der Vorderseite der Membran abgestrahlte Schall wird ja in gleicher Weise an den Kanten des Schirmes gebeugt wie der Schall von der Rückseite. Diese Beugung findet aber auch in Richtung auf die Schallquelle statt. Zum Nachweis dieser Erscheinung wurde die Rückseite des Lautsprechersystems schalldicht abgeschlossen. Die so erhaltene Frequenzkurve, in Abb. 6 mit *d* bezeichnet, weist gleichfalls ein deutliches, wenn auch weniger ausgeprägtes Minimum auf, das als Folge der äußeren Beugung am Schallschirmrande angesehen werden muß. Derselbe Versuch wurde dann auch am kreisförmigen Schirm wiederholt, wobei das Minimum entsprechend der völligen Symmetrie noch merkbarer hervortrat[6]).

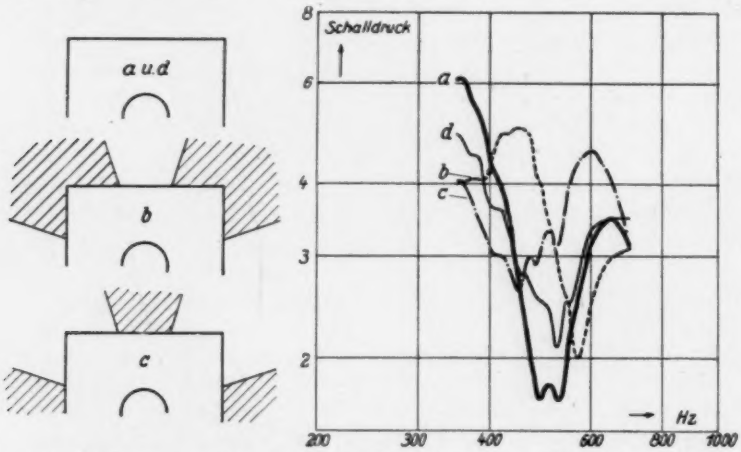


Abb. 6. Einfluß verschiedener Randabschnitte beim quadratischen Schirm

Der unsymmetrische Schallschirm

Als einfachstes Beispiel diente dazu ein aus zwei verschieden großen Halbkreisscheiben gebildeter Schirm. Er wurde aus je einer Hälfte der vorher verwendeten Kreisschirme von

[6]) Die gleiche Erscheinung konnte auch bei der Schallaufnahme reziprok am zylindrischen Kondensatormikrophon beobachtet werden. Vgl. auch L. J. Sivian u. H. T. O'Neil, Journ. Acoust. Soc. Amer. **3** (1932), 483.

45 und 65 cm Radius zusammengefügt. Die ausgezogene Kurve in Abb. 7 stellt das Meßergebnis für einen Abstand von 100 cm dar. Die punktierte Kurve wurde rechnerisch erhalten, wiederum unter der Annahme der kugelförmigen Schallausbreitung, aber auf 2 verschieden langen Wegen,

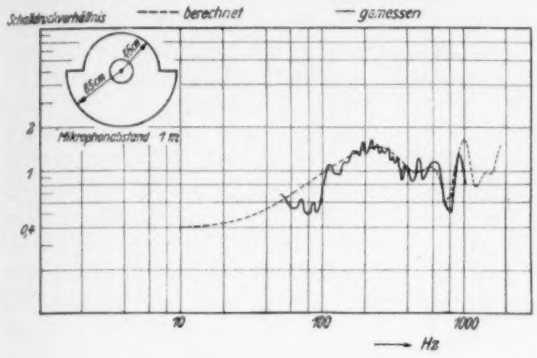


Abb. 7. Unsymmetrischer Schirm aus 2 Halbkreisscheiben

entsprechend den Umwegen um den Schirm. Auch hier kann man in großen Zügen eine recht gute Übereinstimmung erkennen. Gegenüber den Frequenzkurven der symmetrischen Schirme erscheint diese nicht mehr so übersichtlich. Ein Vorteil des unsymmetrischen Schirmes ist die geringe Tiefe der Einbrüche.

Ein ähnlicher Versuch wurde mit einem rechteckigen Schirm durchgeführt. Der Lautsprecher wurde in die Nähe einer Seitenkante gesetzt, so daß er von dieser nur noch 17 cm Abstand hatte (vgl. Abb. 8). Hierbei fällt der stärkere Abfall der

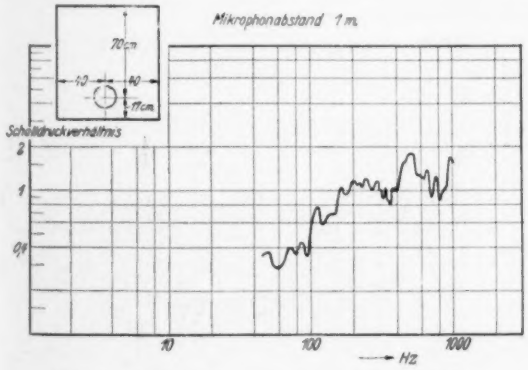


Abb. 8. Rechteckiger, unsymmetrischer Schirm

tiefen Frequenzen auf, hervorgerufen durch die geringe einseitige Schirmbreite, während sich bei höheren Frequenzen die längeren Wege um den Schirm durch schwache Minima bei 360 und 800 Hz bemerkbar machen.

Zum Schluß soll noch auf einen Versuch eingegangen werden, der im Verlauf der Untersuchungen an dem aus 2 Halbkreisscheiben gebildeten unsymmetrischen Schirm durchgeführt wurde. Mit Hilfe eines Druckgradientenempfängers[7]) wurde der Schallfluß direkt um den Rand des Schallschirms bestimmt. Der Schallempfänger befand sich dabei in der Ebene des Schallschirms dicht am Rande, wie Abb. 9 zeigt. Die Frequenzkurve stellt das Verhältnis des Schallflusses um die kleine Schirmhälfte (*a*) zum Schallfluß um die größere Schirmhälfte (*b*) dar. Bei tiefen Frequenzen überwiegt deutlich die kleinere Schirmhälfte, ohne daß aber der gesamte Druckausgleich auf dieser Seite stattfindet. Die Schwankungen im mittleren Bereich entsprechen den Gangdifferenzen zwischen Vorder- und Rückseite der Membran.

Als Ergebnis der vorstehenden Untersuchungen kann folgendes gesagt werden:

Jeder Schallschirm ruft Interferenzen hervor, die um so ausgeprägter sind, je symmetrischer der Schirm ist und je mehr die Schallquelle einem

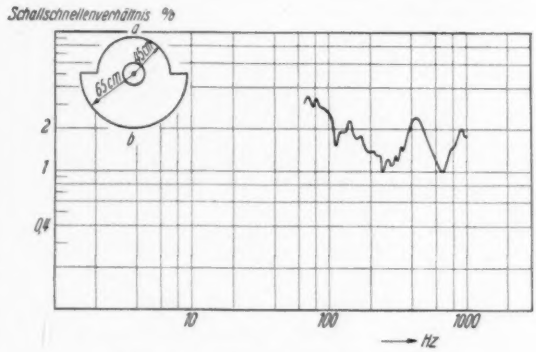


Abb. 9. Schallschnelle am Rande eines unsymmetrischen Schirms

Kugelstrahler entspricht. Das letztere trifft besonders für die tiefen Frequenzen zu. Wollte man den Schirm bei Unterdrückung der rückseitigen Strahlung recht klein machen, um mit dem 1. Minimum in das Gebiet der starken Membranrichtwirkung zu gelangen, so würde man damit den Abfall nach tiefen Frequenzen gleichfalls höher hinausrücken. Es ist daher zweckmäßiger, den Schirm groß und möglichst unsymmetrisch auszuführen und dabei die rückseitige Abstrahlung beispielsweise durch eine akustische Dämpfung (akustisches Labyrinth) zu unterdrücken.

Für den praktischen Gebrauch dürften die Schallschirminterferenzen nur eine untergeordnete Rolle spielen, da in den meisten Fällen das Schallfeld sehr stark von benachbarten reflektierenden Wandflächen beeinflußt wird. Dagegen sind sie bei Lautsprecheruntersuchungen im Freien und im gedämpften Raum zu beachten.

[7]) H.-J. v. Braunmühl u. W. Weber, Zeitschr. f. Hochfr. u. Elak. **46** (1935), 187. Das Mikrophon wurde freundlicherweise von der Reichsrundfunkgesellschaft zur Verfügung gestellt.

Zusammenfassung

Durch Versuche wird der Einfluß der Form und der Größe von Schallschirmen nachgewiesen. Beim kreisrunden Schirm treten auf der Achse des Lautsprechers durch die zusätzliche, durch Beugung um den Schirmrand hervorgerufene Strahlung ausgeprägte Interferenzen auf. Wird die Wegdifferenz beider Schallanteile gleich $\lambda/2$, so erscheint ein Maximum, bei einer Wegdifferenz von λ ein Minimum. Dies gilt auch für die Vielfachen von λ solange, bis die Richtwirkung der Lautsprechermembran keinen Schall mehr zum Schirmrande gelangen läßt. Als Wegdifferenz ist hierbei der kürzeste Weg vom Lautsprecher über die Schirmkante zum Mikrophon, vermindert um den Lautsprecher–Mikrophonabstand, zu nehmen. Ganz ähnlich verhält sich auch der rechteckige Schirm. Nur ist hier die wirksame Wegdifferenz etwas größer als die halbe Kantenlänge des Schirms. Dies ist darauf zurückzuführen, daß der Abstand der Schirmkante vom Lautsprecher sehr verschieden ist, woraus sich ein größerer mittlerer Weg ergibt. Bei Verwendung stark unsymmetrischer Schirme wird die Frequenzkurve ausgeglichener. Durch Unterdrückung der rückseitigen Strahlung lassen sich die Interferenzen nicht völlig vermeiden, da auch der vorderseitig abgestrahlte Schall an der Schirmkante auf den Beobachtungspunkt zurückgebeugt wird (äußere Beugung).

Für die Anregung zu der Arbeit und für Ratschläge im Verlauf der Untersuchungen möchte ich Herrn Prof. Dr. Erwin Meyer an dieser Stelle meinen Dank aussprechen.

(Eingegangen am 12. Oktober 1936)

Verständlichkeit und Lautstärke bei Frequenz- und Amplitudenbegrenzung

Von F. Strecker, Berlin-Siemensstadt

(Mitteilung aus dem Zentrallaboratorium des Wernerwerks der Siemens & Halske A.-G.)

Inhalt: 1. Ausgangspunkt der Versuche. 2. Frequenzbandbegrenzung mit Vorführung. 3. Amplitudenbegrenzung. a) Kennlinien der Geräte. b) Verteilung der Sprachamplituden. Ihre Beeinflussung durch die Begrenzung. c) u. d) Verständlichkeit und Lautstärke beim Begrenzer für große Amplituden und beim Sieb für kleine Amplituden; mit Vorführungen. e) Beeinflussung der Verständlichkeit verschiedener Sprachlaute.

1. Ausgangspunkt für die Versuche

In Fernsprechverbindungen wird nur ein beschränktes Frequenzband und ein beschränkter Amplitudenumfang übertragen. Vor Einführung der Verstärker, die die Möglichkeit mit sich brachten, Entzerrer einzuführen, konnte man auf große Entfernungen nur ein recht schmales Frequenzband übertragen. Man hat daher schon lange die Wirkung dieser Frequenzbandbegrenzung untersucht. Dagegen waren die Grenzen des Amplitudenumfangs verhältnismäßig groß. Sie sind hauptsächlich unten durch Störspannungen und oben durch die Leistungsfähigkeit der Verstärker begrenzt. Bisher ist die Frage wenig untersucht worden, wie sich starke Einschränkungen des Amplitudenumfangs auf die Verständlichkeit und Lautstärke der Sprache auswirken. Neuerdings beginnt diese Frage bei Mehrfachsystemen, also Übertragungssystemen, die mehrere Nachrichten gleichzeitig übertragen, großes Interesse zu bekommen, wie aus dem heutigen Vortrag von Thierbach und Jacoby zu entnehmen ist. Das Heraussieben kleiner Amplituden könnte zur Verringerung des Nebensprechens und der Geräusche beitragen. Abgesehen von der wirtschaftlichen Bedeutung ist es aber auch vom physikalischen Standpunkt aus reizvoll, festzustellen, wieviel man in dieser Beziehung der Sprache zumuten kann.

2. Begrenzung des Frequenzbandes

Wie die Verständlichkeit sinkt, wenn man das Frequenzband einschränkt, ist schon häufig untersucht worden. Die Ergebnisse unterscheiden sich je nach den Nebenbedingungen. Für das Sinken der Lautstärke liegen weniger Beobachtungen vor.

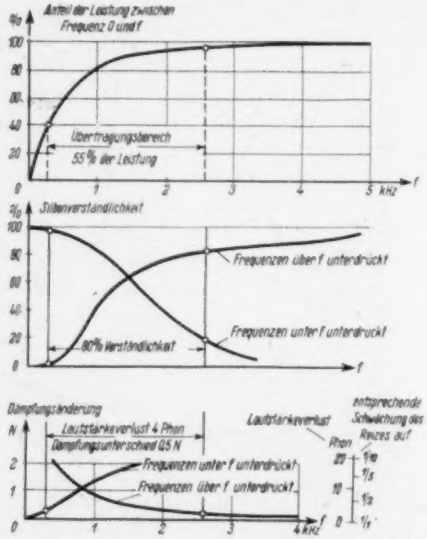


Abb. 1. Begrenzung des Frequenzbandes

Abb. 1 zeigt Messungen von Fletcher. Das obere Teilbild veranschaulicht, wie die Leistung sich der Frequenz nach im Durchschnitt verteilt. Es ist eine sogenannte Summenkurve gezeichnet worden. Die Ordinate gibt an, welcher Anteil der Gesamtleistung zwischen der Frequenz Null und der in der Abszisse angegebenen Frequenz enthalten ist. Als üblichen Übertragungsbereich für die Telephonie kann man etwa den von 0,3 . . . 2,7 kHz annehmen. Unterhalb der unteren Grenze von

300 Hz sind bereits 40 v. H. der Gesamtleistung enthalten, dagegen oberhalb der oberen Grenze nur 5 v. H. Der Übertragungsbereich umfaßt also durchschnittlich 55 v. H. der Gesamtleistung. Für die Verständlichkeit hat aber das unten abgeschnittene Band sehr geringe Bedeutung, wie die beiden Kurven im mittleren Teil des Bildes zeigen. Unterdrückt man mit einem Hochpaß die Frequenzen unterhalb 300 Hz, so verliert man zwar 40 v. H. an Leistung, aber der Verlust an Verständlichkeit ist gering. Unterdrückt man andererseits mit einem Tiefpaß die Frequenzen oberhalb 300 Hz, so behält man immer noch 40 v. H. Leistung übrig, aber die Verständlichkeit ist trotzdem außerordentlich gering. Der Bereich der höheren Frequenzen ist dagegen trotz seiner geringen Energie für die Verständlichkeit sehr wichtig. Er enthält nämlich einen großen Teil der für die Erkennbarkeit wichtigen Frequenzen. Unterdrückt man die Frequenzen unter 2700 Hz, so ist trotz der geringen Leistung von 5 v. H. immer noch 20 v. H. Verständlichkeit vorhanden, unterdrückt man die Frequenzen über 2700 Hz, so verliert man nur 5 v. H. an Leistung, aber 20 v. H. an Verständlichkeit. Man hat aber dann etwa $^2/_3$ des zu voller Verständlichkeit nötigen Frequenzbandes erspart. Ähnlich gilt auch für die Lautstärke, daß der tiefe Frequenzbereich trotz größerer Leistung nicht viel mehr zur Lautstärke beiträgt als der hohe. Wie die beiden Kurven im unteren Teil des Bildes zeigen, entspricht das Weglassen der tiefen Frequenzen einer Schwächung um etwa 0,3 N, das Weglassen der hohen einer Schwächung um etwa 0,2 N. Zusammen wird die Schwächung einem Dämpfungszuwachs von etwa 0,5 N oder eine Lautstärkeminderung von 4 Phon entsprechen. Die Reizstärke wird also noch nicht auf die Hälfte herabgesetzt.

Vorführung mit begrenztem Frequenzband.

3. Amplitudenbegrenzer

a) Kennlinie der Geräte

Abb. 2 soll schematisch zeigen, welche Vorstellung man sich davon macht, wie die auf Zeitwerte ansprechenden Amplitudenbegrenzer arbeiten sollten. Links ist die Kennlinie gezeichnet. Ohne die amplitudenabhängigen Glieder würde die gestrichelte Linie gelten, die besagt, daß die Ausgangs- und Eingangsspannungen proportional zueinander sind. Der Begrenzer für große Amplituden sorgt nun dafür, daß nach Überschreiten der oberen Schwelle die Spannung nicht mehr ansteigen kann. Der Begrenzer für kleine Amplituden bewirkt, daß unterhalb einer unteren Schwelle die Ausgangsspannung unterdrückt wird, analog wie bei einem elektrischen Filter oder Sieb. Dieses Glied wird daher häufig auch als Sieb bezeichnet. Der rechte Teil des Bildes zeigt die Wirkungsweise, gibt also an, wie eine willkürlich angenommene (schwach gezeichnete) Eingangsspannung durch ein Gebilde, das sowohl ein Sieb als auch einen Begrenzer enthält, umgeformt wird. Die hohen Spitzen werden abgeschnitten und die kleinen Werte unterdrückt.

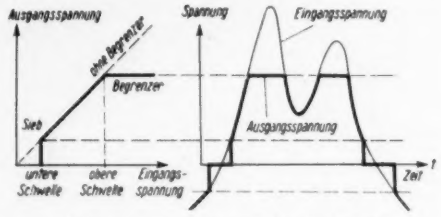


Abb. 2. Begrenzung der Zeitwerte

Feinheiten der Kurve, die z. B. durch kleine Störschwingungen hervorgerufen sein können, werden sowohl unterhalb der unteren Schwelle als auch oberhalb der oberen Schwelle unterdrückt. Die hier betrachteten Begrenzer sprechen auf die Zeitwerte an zum Unterschied von den meisten Begrenzern oder selbsttätigen Verstärkungsreglern, die bisher gebaut und untersucht worden sind, und bei denen die Umhüllungskurve der Eingangsspannung für den Regelvorgang entscheidend ist.

Abb. 3 zeigt, wie die Geräte in Wirklichkeit arbeiten, die bei den Vorführungen benutzt werden sollen. Die Eingangs- und Ausgangsspannung sind auf einen Wert bezogen worden, der als Schwellwert

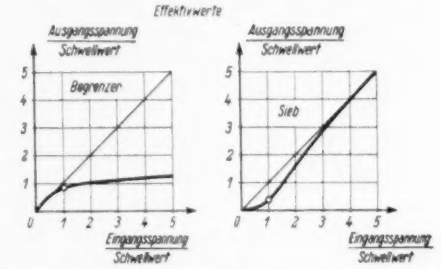


Abb. 3. Kennlinien des Begrenzers und Siebes

bezeichnet wird. Es ist bei den wirklichen Begrenzern nicht möglich, diesen Schwellwert genau zu definieren, da ihre Kennlinien oder Neigungsänderungen stetig sind. Beim Begrenzer für große Amplituden kann man noch ungefähr einen Knickpunkt angeben. Oberhalb des Knicks ist aber die Spannung nicht vollständig konstant, sondern steigt noch etwas an. Dies hat seinen Grund zum Teil darin, daß hier in Abb. 3 Eingangs- und Ausgangsspannung nicht als Zeitwerte eingetragen sind, sondern als Effektivwerte von Wechselspannungen. Für die nähere Erläuterung muß auf einen demnächst in der „ENT" erscheinenden Aufsatz über das gleiche Thema verwiesen werden. Beim Sieb für kleine Amplituden ist ein Teil der Spannungen so gut wie vollständig unterdrückt, von da ab nähert sich aber die Kurve nur allmählich der

Kurve ohne Sieb. Als Schwelle ist die Spannung festgelegt worden, bei der die Ausgangsspannung der *e*-te Teil oder 0,37 von der Eingangsspannung ist.

b) Verteilung der Sprachamplituden und ihre Beeinflussung durch die Begrenzer

Die Sprachschwingungen sind außerordentlich abwechslungsreich und unregelmäßig. Die Größe der einzelnen Amplituden schwankt sehr stark, da ja beim Ein- und Aussetzen der Silben beliebig kleine Schwingungen auftreten. Sehr stark sind auch die Unterschiede zwischen leisen und lauten Sprechern. Es wurde z. B. bei mehr als 100 Gesprächen die größte Spannung beobachtet, die jeweils in einem der Gespräche vorkam. Diese

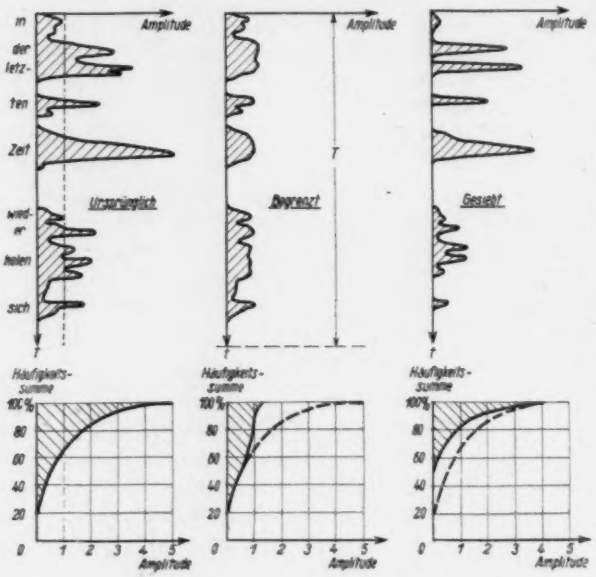


Abb. 4.
Verteilung der Amplituden nach Zeit und Häufigkeit

Spannungen schwanken schon im Verhältnis von 1 : 20. Um bei den Vorführungen einen gleichmäßigen Sprecher zu haben und gleichzeitig den Einfluß von Störungen zeigen zu können, wird eine Schallplatte benutzt, auf der ein Vortrag aufgezeichnet ist. Alles physikalisch Interessante kann damit gezeigt werden. Die Schwierigkeiten, die durch verschieden laute Sprecher und andere Nebenumstände für das Fernsprechen entstehen, sind in dem schon erwähnten Aufsatz behandelt worden.

Die Abb. 4 soll Ihnen einen Eindruck geben, wie sich bei einem gleichmäßigen Sprecher die Amplituden der Zeit und der Häufigkeit nach verteilen und wie diese Verteilung von den Begrenzern beeinflußt wird. Oben sind die Berandungskurven einiger Sprachsilben in Abhängigkeit von der Zeit dargestellt, und zwar links unverzerrt, in der Mitte hinter einem Begrenzer für große und rechts hinter einem Sieb für kleine Amplituden. Es handelt sich in allen drei Fällen um die Worte: „In der letzten Zeit mehren sich." Die Berandungskurven sind nach Oszillogrammen nachgezeichnet. Unter jedem Oszillogramm sehen Sie die zugehörige Häufigkeitssummenkurve. Die Abszisse entspricht der Amplitude des Oszillogramms und die Ordinate gibt an, während welchen Teils der Gesamtzeit Amplituden vorhanden waren, die kleiner oder gleich dem Wert der Abszisse sind. Man erhält diese Kurven sehr einfach, wenn man für einen bestimmten Ausschlag feststellt, wie groß die für diesen Ausschlag auftretenden Pausen im Verhältnis zu der gesamten Zeit sind. Z. B. für die Amplitude 1 ist das Verhältnis der Summe der gestrichelt gezeichneten Pausendauern im Oszillogramm zur Gesamtzeit T gleich 60 v. H., also gleich dem in der Häufigkeitssummenkurve darunter eingezeichneten Wert. Dementsprechend ist das Verhältnis der Summe der im Oszillogramm ausgefüllten und durchgezogenen Zeiten zur Gesamtzeit T gleich dem Rest von 40 v. H. in der Verteilungskurve. Die schraffierten Teile des Oszillogramms und der Verteilungskurve entsprechen einander. Man kann sich also vorstellen, daß man die Verteilungskurve erhält, wenn man die schraffierten Teile des Oszillogramms nach oben zusammenschiebt. Für die Amplitude Null ist ein endlicher Wert in der Verteilungskurve vorhanden, der die relative Dauer der natürlichen Sprechpausen angibt. Dies sind etwa 20 v. H. Wenn man für sehr viele Silben die gleiche Kurve zeichnet, erhält man die mittlere Verteilungskurve für den betreffenden Sprecher. Sie unterscheidet sich nicht wesentlich von der in Abb. 4 dargestellten, aus einigen Silben gewonnenen Kurve. Man sieht nun ohne weiteres, wie sich die Begrenzung der großen oder das Aussieben der kleinen Amplituden in den Oszillogrammen und Verteilungskurven ausdrückt. Die Verteilungskurven geben also ein gedrängtes anschauliches Bild davon, wie tief man von der einen oder anderen Seite her durchschnittlich in die Sprache eingreift. Sie zeigen, wieviele Amplituden durchschnittlich erfaßt und wie stark sie beeinflußt werden. Kennzeichnend für den Begrenzer der großen Amplituden ist das Zusammendrücken der Spitze rechts oben und für das Sieb kleiner Amplituden die Verlängerung der Sprechpausen über das natürliche Maß hinaus, weil das Sieb schwache Silben und die Anfänge und Enden der starken Silben unterdrückt.

c) Begrenzer für große Amplituden

Abb. 5 zeigt, in welchem Umfange die Begrenzung der großen Amplituden bei dem Vorführungsgerät geändert werden kann. Die natürlichen Pausen der Sprache sind in den Verteilungskurven oben weggelassen worden. Die größte Spitze von rund 3 Volt kann der Reihe nach auf etwa $^1/_3$, $^1/_{10}$, $^1/_{30}$ und $^1/_{100}$ geschwächt werden. Mehr und mehr

werden auch die kleineren Amplituden von der Schwächung ergriffen. Beim letzten Fall bleibt nur noch ein ganz kleiner Anteil der kleinsten Werte in der ursprünglichen Stärke erhalten. Die Vorführung wird nun so gemacht, daß, wenn die Schwellwerte des Begrenzers umgeschaltet werden,

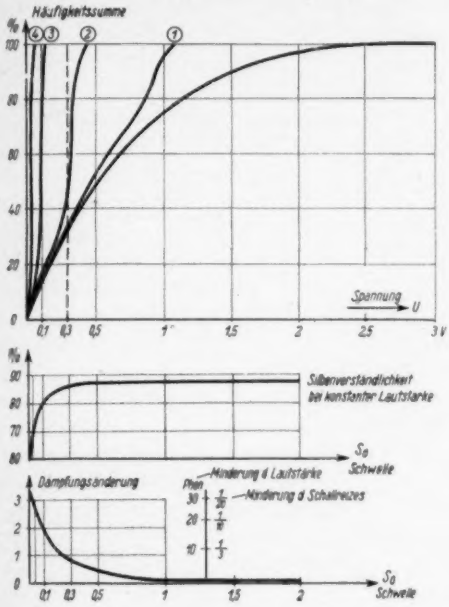


Abb. 5. Wirkung des Begrenzers für große Amplituden

gleichzeitig der zugehörige Lautstärkeverlust ausgeglichen wird, so daß die Lautstärke nahezu konstant bleibt. Wieviel dazu erforderlich ist, zeigt der untere Teil des Bildes. Man muß die Verstärkung bis zu 3 N erhöhen. Der Schallreiz würde sonst auf etwa $^1/_{20}$ bei der letzten Stellung geschwächt werden, d. h. die Lautstärke würde um etwa 25 Phon sinken. Die Nutzlautstärke würde dann nur noch etwa der Störlautstärke der Schallplatte entsprechen. Hierauf beruht es nun, daß die Schwächung der großen Amplituden als relative Stärkung der kleinen Amplituden, also insbesondere der Geräusche hörbar wird. Man hört sehr gut, daß die Geräusche in den Pausen stark hervortreten. Während des Sprechens werden die kleinen Geräuschschwingungen auf dem Rücken der großen Sprechamplituden soweit gehoben, daß sie zusammen mit diesen durch den Begrenzer eingeebnet werden. Beim Sprechen tritt also das Geräusch zurück.

Vorführung des Begrenzers

Es ist erstaunlich, daß die Verständlichkeit bei so starkem Eingreifen nicht um mehr vermindert wird, als es in Wirklichkeit der Fall ist. Der mittlere Teil von Abb. 5 zeigt die Ergebnisse von Silbenverständlichkeitsmessungen. Solange der Begrenzer die Verständlichkeit kaum herabsetzt — und das ist der Fall bis zu einem Schwellwert von 0,3 Volt, also etwa einem Zehntel der größten Amplituden —, ist die Silbenverständlichkeit etwa 87 v. H. Dieser Wert ist also aus den linearen Eigenschaften der Schaltung zu verstehen. Die Geräte sind nämlich nur für ein beschränktes Frequenzband gebaut, da sie für Fernsprechverbindungen gedacht sind, und lassen deswegen nicht das volle Frequenzband, wenn auch etwas mehr als das übliche Fernsprechband, durch. Schneidet man noch mehr von der Sprache ab, so sinkt die Verständlichkeit stark. Bei dem äußersten Wert, bei dem die höchste Amplitude etwa auf $^1/_{100}$ geschwächt wird, beträgt sie aber immer noch 65 v. H. Die Geräusche und Worte sind abwechselnd hörbar. Da die Messung mit sinnlosen und zusammenhangslosen Silben gemacht wird, kann man sich denken, daß in einer wirklichen Unterhaltung noch fast alle Sätze verstanden werden, weil viel Unverstandenes nach dem Sinn ergänzt wird.

d) Das Sieb für kleine Amplituden

Wenn das Sieb so arbeiten würde, wie es das Schema verlangt, würden die Pausen bis zu dem Wert der Spannung verlängert werden, der als Schwellwert bezeichnet wird. Darüber hinaus müßte die ursprüngliche Amplitude bestehen bleiben.

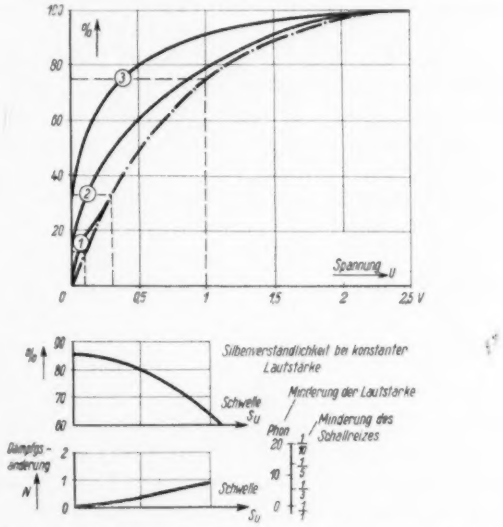


Abb. 6. Wirkung des Siebes für kleine Amplituden

Die Häufigkeitskurven in Abb. 6 müßten sich also zusammensetzen aus einem Sprung auf der Ordinatenachse bis zur Schwellenspannung, von dort müßten sie waagerecht bis zur ursprünglichen Verteilungskurve hinübergehen und dieser dann weiter folgen. Beim vorhandenen Begrenzer wird diese Kurve natürlich abgerundet. Das Bild zeigt oben 3 Paare von zusammengehörigen Kurven, nämlich jeweils den wirklichen und den schematischen Verlauf. Die Zahlenwerte für die Schwellen S

sind entsprechend dem schematischen Verlauf angegeben. Die 3 Kurven zeigen das Abschneiden bis etwa $^1/_{30}$, $^1/_{10}$ und $^1/_3$ des höchsten Spitzenwerts. Die künstlichen Pausen erstrecken sich beim wirklichen Sieb nur etwa bis zum halben sogenannten Schwellwert der Spannung. Bei der letzten Einstellung wird fast die halbe Silbendauer weggeschnitten. Auch in diesem Bild sind die natürlichen Pausen weggelassen worden. Vor allen Dingen fallen Konsonanten mit schwachen Amplituden fort. Die Silben setzen stoßweise ein und aus und die Sprache klingt stotternd.

Hierdurch erklärt sich auch die geringe Wirkung auf die Lautstärke in Abb. 6 unten. Die Teile der Sprachsilben, die übrig bleiben, werden nicht stark geschwächt. Würde das Sieb so arbeiten, wie die schematischen Kennlinien es zeigen, so würden ja nur gewisse Teile verschwinden, während die anderen ihre Amplituden und ihre Lautstärke behalten. Die Dämpfungskurve würde dann noch flacher werden.

Vorführung des Siebes

Auch hier ist der Einfluß auf die Verständlichkeit erstaunlich klein (Abb. 6 Mitte). Beim Abschneiden der Amplituden bis 0,1 und 0,3 Volt wurde noch fast kein Verständlichkeitsabfall gemessen. Erst darüber hinaus beginnt die Verständlichkeit merklich zu sinken. Wenn die Schwelle bei 1 Volt liegt, also etwa $^1/_3$ des maximalen Werts der Spannung beträgt, ist die Silbenverständlichkeit noch 65 v. H., also recht gut. — Der Gang der Kurve hängt übrigens merklich davon ab, wie stark sich die Kennlinie des Begrenzers dem schematischen Verlauf nähert. Bei der Vorführung wurde ein schärferes Sieb benutzt. Die Sprache war daher bei Siebung bis zu 0,7 Volt oder sogar 1 Volt unverständlich, da ganze Wörter fehlten.

e) Einfluß der Begrenzer auf verschiedene Laute

Man kann die Aufzeichnung der Silbenverständlichkeitsmessungen auch nach der Lautverständlichkeit auswerten, indem man die Fehler für die einzelnen Laute getrennt aussucht. Abb. 7 gibt einen Überblick für die Verständlichkeit der Vokale und Konsonanten. Die Kurven gelten teils für den Begrenzer, teils für das Sieb, bei beiden im Punkt geringster Verständlichkeit. Die Vokale sind, wie aus der Kurve und der Zusammenstellung darunter hervorgeht, fast gar nicht beeinflußt; sie bilden fast periodische Vorgänge, bei denen zwar durch die Verzerrungen neue Oberschwingungen hinzukommen, aber die ursprünglichen nicht beseitigt werden. Die Formanten bleiben also vorhanden und werden offenbar auch bei den sehr starken nichtlinearen Verzerrungen noch nicht stark verdeckt.

Für alle Konsonanten ist das Ergebnis in der Kurve zu sehen. Einzelne besonders schlecht verstandene Konsonanten sind unten aufgezählt. Es ist schwer, aus diesen Zahlen Schlüsse zu ziehen. Denn in den meisten Fällen sind mit Amplitudenverzerrung solche Konsonanten schlecht verstanden worden, die auch ohne Sieb wegen der Frequenzbegrenzung schwer verständlich waren. Auch aus den entsprechenden Oszillogrammen kann man

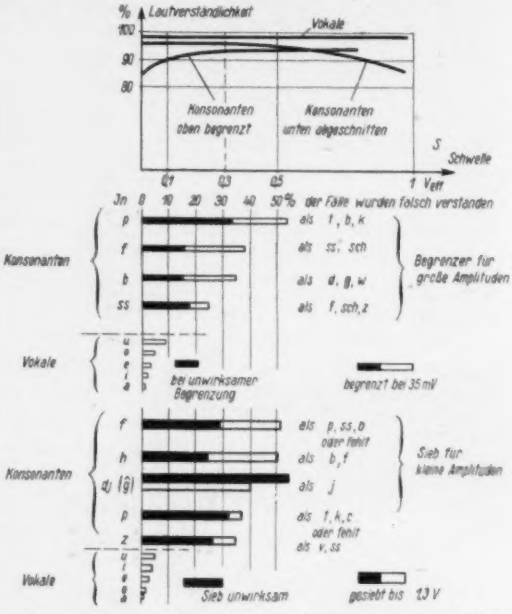


Abb. 7. Lautverständlichkeit bei Begrenzer und Sieb

nicht viel ersehen. Nur in einigen Fällen kann man sich ungefähr ein Bild machen. Z. B. sieht man auf Oszillogrammen für das Sieb mit kleinen Amplituden bei den Konsonanten f und h, daß diese weggeschnitten sind, und es ist verständlich, daß das harte Einsetzen oder Aussetzen der Silben Verschlußlaute wie b oder p vortäuscht. Die häufige Verwechslung von f mit ss ist allerdings mehr kennzeichnend für die Frequenzbandbegrenzung.

Zusammenfassung

Die Versuchsergebnisse und Vorführungen lehren, daß man in die Sprache sehr tief eingreifen kann, ehe die Verständlichkeit stark leidet. Die angeführten Zahlen gelten aber für gleichmäßiges Sprechen. Bei der Anwendung auf Fernsprechsysteme muß man auf die recht großen Unterschiede der Leitungsdämpfung und der Lautstärke der Sprecher Rücksicht nehmen. Hierauf kann jedoch im Rahmen des Vortrages nicht mehr eingegangen werden.

(Eingegangen am 8. Oktober 1936)

Über Resonanzeigenschaften von Streichinstrumenten

Von H. Backhaus, Karlsruhe

Inhalt: Einleitung. — I. Beschreibung der Apparatur. II. Resonanzkurven. III. Analogie zum Zwischenkreisröhrensender. — Zusammenfassung.

Einleitung

Die Lage und Stärke der Resonanzen der Instrumentkörper sind für die Beurteilung der akustischen Eigenschaften einzelner Instrumente offenbar von grundlegender Bedeutung. Die Feststellung dieser Resonanzen begegnet aber manchen Schwierigkeiten. Man kann aus Klanganalysen nach der Frequenzlage der meist bevorzugten Teiltöne auf diese Resonanzen schließen[1]). Diese Ergebnisse sind aber nicht klar und eindeutig. Im Gegenteil wird das Bild mit der Vermehrung des Untersuchungsmaterials immer verwirrender. In vielen Aufnahmen findet man Teiltöne an einer Resonanzstelle auffallend schwach, so daß Meyer und Buchmann[2]) das Vorhandensein von deutlichen Formantgebieten bei Streichinstrumenten verneint haben. Außerdem können solche Klanganalysen nur schwer über die Mächtigkeit und die Schärfe der einzelnen Resonanzstellen Aufschluß gewähren. Es erscheint daher wünschenswert, ein objektives Kriterium durch eine wohldefinierte Aufnahme dieser Resonanzen zu gewinnen.

Ein Verfahren zur Feststellung von Resonanzen von Streichinstrumenten ist von Fuhr[3]) vorgeschlagen und zu umfangreichen Untersuchungen benutzt worden. Durch aufgesetzte Glasstäbchen, die mit den Fingern in der Längsrichtung gerieben werden, werden bestimmte Teile des Instrumentkörpers zu Eigenschwingungen erregt, deren Frequenz leicht gemessen werden kann. Dieses Verfahren liefert zweifellos einen Einblick in die charakteristischen Eigenschaften verschiedener Instrumente. Es befriedigt aber deshalb wenig, weil es mit der normalen Spielweise und den dabei auftretenden Resonanzen gar nichts zu tun hat. Eine andere Möglichkeit, die mehrfach vorgeschlagen worden ist, wäre die, den Steg unmittelbar durch eine sinusförmige Kraft konstanter Amplitude anzuregen und dann entweder die entstehenden Körperamplituden oder die Amplituden des Schalldrucks zu messen. Hierbei müssen natürlich die Saitenschwingungen abgedämpft werden, weil sie sonst die Ergebnisse verwirren würden. Man würde auf diese Weise eine Resonanzkurve des Instrumentkörpers erhalten, die aber auch wegen der zusätzlichen Saitendämpfung die Verhältnisse nicht so wiedergibt, wie sie beim normalen Spiel vorliegen.

[1]) H. Backhaus, Zeitschr. f. techn. Phys. **8** (1927), 509.
[2]) E. Meyer u. G. Buchmann, Berl. Ber. 1931, 735.
[3]) K. Fuhr, Die akustischen Rätsel der Geige. Leipzig 1926.

Eine andere Methode zur Ermittlung der Resonanzen des Instrumentkörpers beruht auf einer Bemerkung, die von mir in einer früheren Arbeit[4]) gemacht und für die dort mitgeteilten Untersuchungen benutzt worden ist. Hiernach ist die Körperschwingungsform um so stärker ausgebildet, die Knotenlinien sind um so schärfer, je stärker die Resonanz ist. Siehe hierzu auch die Ergebnisse von Schünemann[5]). Dieser Gesichtspunkt ist von Meinel[6]) benutzt worden in einer auf meine Anregung in meinem Institut gemachten Arbeit. Hier werden unter anderem die Frequenzen festgestellt, bei denen sich die Knotenlinien auf dem Instrumentkörper am schärfsten ausbilden und hiernach wird auf das Vorliegen von Resonanzen geschlossen. Es liegt auf der Hand, daß dies Verfahren sehr mühsam ist und außerdem über die Schärfe und Stärke der Resonanzen nur wenig Aufschluß gewähren kann.

Bei den hier mitzuteilenden Untersuchungen bin ich so vorgegangen, daß das Instrument in wohldefinierter Weise durch Saitenanstrich, ähnlich wie beim normalen Spiel, angeregt wurde. Als Resonanzkurve wurde dann aufgetragen die Schalldruckamplitude eines geeigneten Teiltones in 50 cm Entfernung mitten vor dem Instrument in Abhängigkeit von der Anregungsfrequenz.

I. Beschreibung der Apparatur

Um die Anregungsbedingungen konstant zu halten, wurde so verfahren, daß im Verlauf einer Meßreihe Bogengeschwindigkeit und Bogendruck genau gleich blieben. Für die Erzeugung eines brauchbaren Klanges mit kräftigem Grundton ist ein bestimmter Mindestbogendruck notwendig, dessen Größe nach Untersuchungen von Raman[7]) von der Frequenzlage abhängig ist. An Resonanzstellen ist dieser Mindestdruck besonders groß. Raman hat auf diese Tatsache ein Verfahren zur Ermittlung der Resonanzen gegründet, indem er diesen Mindestdruck in Abhängigkeit von der Frequenz maß. Dieses Verfahren eignet sich aber nur für tiefe Frequenzen. Bei den vorliegenden Untersuchungen mußte dafür Sorge getragen werden, den konstanten Bogendruck so groß zu wählen, daß er auch an allen Resonanzstellen mit Sicherheit ausreichte. Man könnte vermuten, daß an den Minimumstellen der Druck dann zu groß wird und dadurch das natürliche Klangbild verfälscht. Das ist aber, wie Messungen gezeigt haben, nur in geringem Maße der Fall. In Abb. 1 sind die Teilamplituden eines Klanges in Abhängigkeit vom Bogendruck aufgetragen. Oberhalb eines Bogendruckes von etwa 25 g, was etwa den normalen Anstrichbedingungen

[4]) H. Backhaus, Zeitschr. f. Phys. **62** (1930), 143.
[5]) R. Schünemann, Ann. d. Phys. (5) **24** (1935), 507.
[6]) H. Meinel, Leipz. Diss. (erscheint demnächst); H. Backhaus, Die Naturwiss. **22** (1934), 420.
[7]) C. V. Raman, Phil. Mag. **39** (1920), 535.

entspricht, ändert sich das Klangbild nicht mehr sehr erheblich.

Mit Handanstrich ist es nicht möglich, Bogendruck und Geschwindigkeit in ausreichender Weise konstant zu halten. Daher wurde eine mechanische Anstreichvorrichtung ausgebaut, die schon vor Jahren hergestellt und in der Zwischenzeit mehrfach benutzt worden war, unter anderem mit einigen Zusatzeinrichtungen von Meinel[8]). Hierbei wird ein endloses Streichband über zwei Rollen geführt, gegen das die Geige mit meßbarem Druck angelegt wird.

Die Gewinnung eines geeigneten Streichbandmaterials machte einige Schwierigkeiten. Es kommt, um einen gleichmäßigen Anstrich zu erhalten, darauf an, daß das Klebemittel, Kolophonium, in glatter

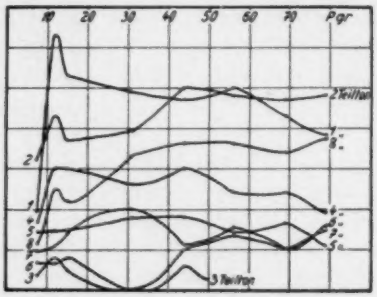


Abb. 1. Teiltonamplituden eines Geigenklanges in Abhängigkeit vom Streichbanddruck. Geige *Gr.* 3, 431 Hz

Schicht auf den einzelnen Fäden des Anstrichbandes aufliegt, wie dies beim Pferdehaar am normalen Geigenbogen unter dem Mikroskop deutlich erkennbar ist. Bei Verwendung von Metalldrähten konnte das nicht erreicht werden, weil sich das Klebemittel in kleinen Körnchen in den unvermeidlichen Rissen der Metalloberfläche festsetzt. Bessere Ergebnisse brachte ein im Handel erhältliches Material, das sonst zu Angelschnüren Verwendung findet. Es besteht aus einem Seidenfaden von 0,05 mm Durchmesser, auf dem eine Gelatineschicht aufgetragen ist, die in geeigneter Weise gehärtet wird. Ein ähnliches Material scheint unabhängig hiervon auch Abbott[9]) für den gleichen Zweck benutzt zu haben. Vier derartige Fäden von je 0,1 mm Durchmesser wurden mit einer Lösung von Nitrozellulose in Amylazetat jeder für sich mit den Enden aneinander geklebt. Wenn man die Stoßstellen gegeneinander versetzt, machen sie sich im Klange nicht bemerkbar. Das Band wurde über Rollen geführt, die aus Fiber gedreht waren. Aluminium als Rollenmaterial erwies sich als ungeeignet, weil die einzelnen Streichbandfäden daran festklebten und sich durch das Losreißen unregelmäßige Impulse ergaben. Auch hiermit war der Anstrich noch nicht gleichmäßig genug, weil das Band zu starr gelagert war. Unvermeidliche Unregelmäßigkeiten des Streichbandes machten sich noch unangenehm fühlbar. Eine entscheidende Verbesserung wurde erst dadurch erzielt, daß das Streichband durch zwei kleine Fiberrollen von 1 cm Durchmesser gegen die Saiten gedrückt wurde. Diese Rollen saßen an den Enden von dünnen elastischen Holzstäben von 25 cm Länge, die in ihrer Wirkung die Nachgiebigkeit der Bogenstange nachahmten.

Zur Veränderung der Tonhöhe muß die wirksame Saitenlänge verkürzt werden. Beim gewöhnlichen Spiel wird hierzu die Saite auf das Griffbrett herabgedrückt. In der geschilderten Anordnung müßte aber dann der Bogendruck für jeden Abgreifpunkt wieder eigens ausgewogen werden. Um das zu vermeiden, wurde eine besondere Abgreifvorrichtung gebaut, mittels derer der Abgreifpunkt dadurch festgelegt wurde, daß zwei kleine Messingröllchen die Saite von beiden Seiten festhielten. Mittels eines Schnurzuges konnten diese Röllchen längs der Saite bewegt werden und damit der Abgreifpunkt so genau eingestellt werden, daß Frequenzänderungen, selbst bei den höchsten Frequenzen bis herunter auf wenige Hertz, einstellbar waren. Eine solche Genauigkeit erwies sich bei der Aufnahme der Resonanzkurven als erforderlich.

Aufgenommen wurde der Klang mit einem Kondensatormikrophon und mit Hilfe eines Suchtonanalysators im allgemeinen die Grundtonamplitude, für höhere Frequenzen auch die eines höheren Teiltones, gemessen. Die einzelnen Meßreihen über die Saiten hinweg, wobei jeweils die nichtangestrichenen abgedämpft wurden, und bei den höheren Frequenzen die Meßreihen über die verschiedenen Teiltöne überlappten sich in weiten Frequenzgebieten, so daß es möglich wurde, die Gesamtkurven für das ganze Instrument durchzuziehen, was ja streng genommen nicht ganz ohne Willkür ist. Es zeigte sich aber, daß in den Überlappungsgebieten wesentliche Verschiedenheiten der Kurven nicht auftraten. Im allgemeinen waren die auf den höheren Saiten aufgenommenen Kurven etwas schärfer gezackt.

II. Resonanzkurven

Abb. 2 zeigt die Resonanzkurve einer Geige *B* über die g-Saite hinweg. Man erkennt, daß die Genauigkeit der Messung sehr groß war. Die Meßpunkte liegen sehr dicht und zeigen einen durchaus einheitlichen Verlauf der Kurve. Die Reproduzierbarkeit der Messungen war im allgemeinen gut, doch zeigten sich nach längerer Zeit, besonders bei hohen Frequenzen, Abweichungen, die offenbar durch die bekannte Witterungsabhängigkeit der Instrumente bedingt waren.

In diesem Frequenzbereich von 192—550 Hz zeigen augenscheinlich alle Geigen im Prinzip das-

[8]) H. Meinel, a. a. O.

[9]) R. B. Abbott, Journ. Acoust. Soc. Amer. **7** (1935), 111.

selbe Verhalten. Es sind zwei Resonanzen erkennbar, bei 260 Hz und zwischen 480 und 500 Hz. Diese Resonanzen hat auch Raman schon gefunden. Die tiefere hat er der Wirkung des Lufthohlraumes des Instruments zugeschrieben. Sie wird in der Tat ihrer Lage nach nicht verändert, wenn man einen Dämpfer aufsetzt, wobei sämtliche anderen Resonanzen nach unten rücken. Auch beim äußeren Abarbeiten einer Geige auf geringere Holzdicken,

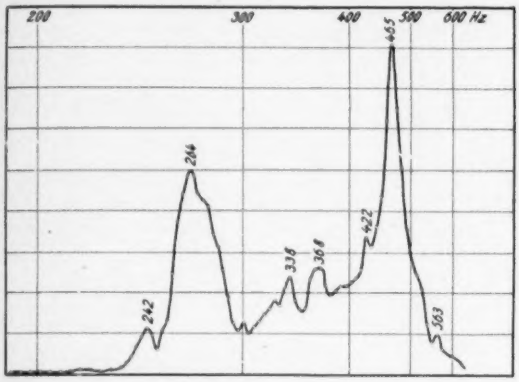


Abb. 2. Resonanzkurve der Geige *B*. G-Saite, 1. Teilton

wobei die Form des Lufthohlraumes erhalten bleibt, ändert diese Resonanz ihre Frequenzlage nicht merklich. Trotzdem darf man nicht annehmen, daß die akustische Wirkung des Lufthohlraumes allein für diese Resonanz verantwortlich ist. Es findet zwar sicher ein stärkerer Ausgleich zwischen Außen- und Innenluft an dieser Stelle statt. Aber die Wirkung des Instruments als Flächenstrahler bleibt auch hier im wesentlichen erhalten. Dies zeigt deutlich die Abb. 3, in der die Resonanzkurve einmal akustisch, dann aber auch mechanisch durch Auftragen der Körperamplituden dargestellt ist.

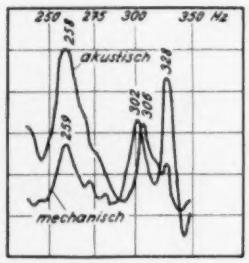


Abb. 3. Akustische und mechanische Resonanzkurven der Geige *Gr.* 3

Auch die Körperamplitude hat hier ein deutliches Maximum. Ebenso zeigt eine akustische Resonanzkurve, die gegenüber dem Boden aufgenommen ist, wo also eine unmittelbare Wirkung des Lufthohlraumes ausgeschlossen ist, ein deutliches Maximum an dieser Stelle. Das Entstehen dieser „Hohlraumresonanz" ist hiernach wohl zweifellos so zu erklären, daß die nicht vollständig entkoppelten Schwingungen des Hohlraumes die Körperschwingung anregen und unterstützen, daß dagegen eine unmittelbare Wirkung des Lufthohlraumes nach außen hin, wenn überhaupt, so nur in sehr geringem Maße stattfindet, so daß auch hier im wesentlichen die Abstrahlung der Körperschwingungen in das umgebende Medium die akustische Wirkung zustande bringt.

Eine zweite Resonanz in Gegend 500 Hz liegt ziemlich isoliert und ist die stärkste von allen. Das gilt offenbar für alle Geigen. Sie soll als „Hauptresonanz" bezeichnet werden. An dieser Stelle kann man viele interessante Beobachtungen machen, auf

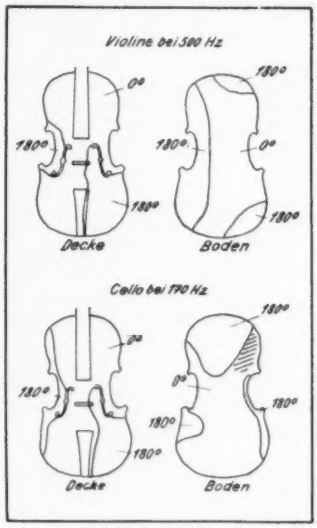


Abb. 4. Schwingungsform von Geige und Cello bei der Hauptresonanz

die später noch eingegangen werden soll. Eine ähnliche Anordnung der Resonanzen, natürlich bei entsprechend tieferen Frequenzen, findet man auch bei der Bratsche und beim Cello, wie Messungen an diesen Instrumenten ergaben. Auch die Schwingungsform bei der Hauptresonanz, die sehr scharf ausgebildet ist, findet sich beim Cello in sehr weitgehend ähnlicher Form wieder, wie Abb. 4 zeigt.

Bei höheren Frequenzen ist nun die Lage und Ausbildung der Resonanzen bei verschiedenen Geigen sehr verschieden. Hierin liegen offenbar die besonderen unterscheidenden Merkmale der einzelnen Instrumente. Abb. 5 gilt für ein normales Fabrikinstrument, dessen Klangeigenschaften höchstens als mittelmäßig zu bezeichnen sind. Die tiefen Resonanzen sind sehr stark und liegen sehr vereinzelt. Das Gebiet zwischen 600 und 1300 Hz ist sehr schwach, noch schwächer der Bereich von 1300 bis etwa 2000 Hz. Es folgt dann ein Resonanzgebiet bis 2600 Hz. Darüber hinaus sind nur noch einzelne Gebiete bei 3200, 3400 und 3900 Hz schwach betont.

Die Geige *Gr* 4, Abb. 6, zeigt eine beträchtliche Verbreiterung des tiefen Resonanzgebietes. Die darauffolgende Lücke ist schmäler. Hier kann man vergleichsweise von einer gewissen Gleichmäßigkeit der Ansprache reden. Dann ist aber, abgesehen

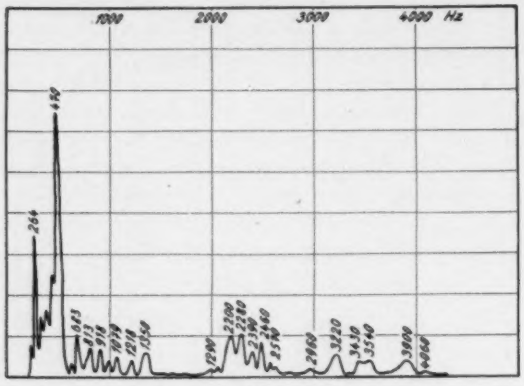


Abb. 5. Resonanzkurve der Geige *B*

von dem Maximum bei 2195 Hz keine merkliche Resonanz bei höheren Frequenzen vorhanden. Dem entspricht die subjektive Bewertung der Geige *Gr* 4: der Klang wirkt dunkel und voll. Ihrer allgemeinen Wertung nach steht sie erheblich über der Geige *B*.

Die Geige *Gr* 3, Abb. 7, hat auch ein starkes und breites tiefes Resonanzgebiet, wenn auch weniger stark als *Gr* 4. Von 1000—2000 Hz erstreckt sich eine Lücke. Dann folgen aber starke Resonanzen bis nahezu 5000 Hz hinauf. Diese Geige wird von Kennern sehr hoch geschätzt. Die Klangfarbe, besonders auf der e-Saite, ist hell und strahlend; auch in der Tiefe klingt sie gut, wenn auch nicht so voll wie die Geige *Gr* 4.

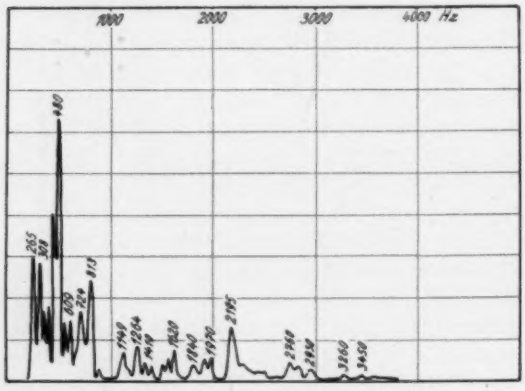


Abb. 6. Resonanzkurve der Geige *Gr.* 4

Durch solche Resonanzkurven ist wohl erstmalig ein objektives Merkmal für die akustischen Gesamteigenschaften von Streichinstrumenten gegeben. Man kann die Klangspektren von stationären Klängen, wenn der Grundton angenommen wird, hiernach annähernd voraussagen. Versuche, die in dieser Richtung unternommen wurden, ergaben eine befriedigende Übereinstimmung mit den durch Analysen ermittelten Klangspektren. Die Form der Resonanzkurven erklärt nun auch, warum die Feststellung der Resonanzen allein aus Klangaufnahmen bisher so schwierig war. Die Resonanzen sind so schmal, daß sie nur innerhalb sehr enger Grundtonbereiche von den Obertönen gerade getroffen werden können. Schon bei sehr kleinen Verschiebungen des Grundtons kann der betreffende Oberton statt auf ein Maximum auf ein Minimum der Resonanzkurve fallen und demnach im Klangspektrum stark zurücktreten. Hiernach ist das Fehlen von eigentlichen Formantgebieten bei Streichinstrumenten durchaus verständlich. Es bleibt einigermaßen erstaunlich, wie man bei derartig scharfen Resonanzen von einer „Ausgeglichenheit" des Instruments überhaupt sprechen kann. Doch ist hierbei zu bedenken, daß beim natürlichen Spiel solche Unebenheiten durch unwillkürliche Änderung von Bogendruck und

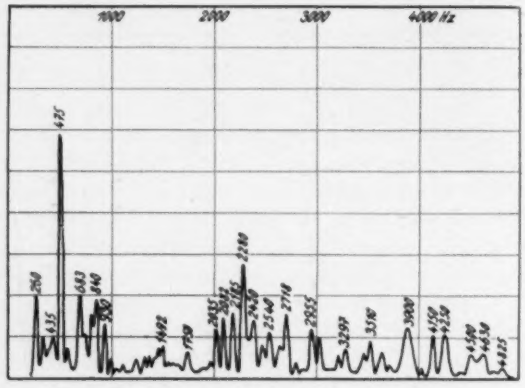


Abb. 7. Resonanzkurve der Geige *Gr.* 3

Geschwindigkeit etwas ausgeglichen werden. Ferner wäre es denkbar, daß beim Abgreifen durch Fingerdruck eine größere Saitendämpfung entsteht als bei der geschilderten Abgreifvorrichtung, und hierdurch die Schärfe der Resonanzen etwas gemildert wird. Nach den hierzu angestellten Versuchen zu schließen, scheint dieser Unterschied allerdings nur sehr gering zu sein. Und schließlich kann auch gerade wegen der Schärfe der Resonanzen eine gewisse Ausgeglichenheit durch das beliebte Vibratospiel vorgetäuscht werden.

Es wurden ferner Versuche gemacht, um zu zeigen, wie sich die Resonanzkurven einer Geige ändern, wenn die Holzstärke des Instrumentkörpers verringert wird. Bei dieser Gelegenheit wurden erstmalig Feststellungen gemacht über die Wirkung bestimmter Abarbeitungsmaßnahmen auf das Klangspektrum. Doch sind diese Ergebnisse noch nicht hinreichend bestätigt, um allgemeingültige Aussagen machen zu können.

III. Analogie zum Zwischenkreisröhrensender

Streichinstrumente bestehen im wesentlichen aus zwei schwingungsfähigen Gebilden, dem Instrumentkörper und der Saite, die über den Steg miteinander gekoppelt sind. Die Saite wird durch einen Selbsterregungsmechanismus in ihrer Eigenfrequenz erregt. Das ist ein Aufbau, wie man ihn in ganz analoger Weise auch beim Zwischenkreisröhrensender benutzt. Auch andere Tonerzeuger sind nach demselben Prinzip, wie dies Wien und Vogel[10]) für die Zungenpfeife gezeigt haben, aufgebaut. Aus diesen Untersuchungen ist bekannt, daß sich beim Zwischenkreisröhrensender und bei der Zungenpfeife eigentümliche Zieherscheinungen finden, und man sollte sie demnach auch bei den Streichinstrumenten erwarten. Das ist durch Untersuchungen von Vollmer[11]) bestätigt worden.

Ein solches System ist nach der Theorie der gekoppelten freien Schwingungen zu behandeln, wobei die Koppelfrequenzen durch die Wirkung der Selbsterregung entdämpft sind. Nach der Theorie von Rogowski[12]), die durch das Experiment beim Röhrensender und bei der Zungenpfeife weitgehend bestätigt ist, läßt sich, wenn man die Verstimmung der beiden Teilsysteme in einer Richtung ändert, eine der beiden Koppelfrequenzen über den Abstimmungspunkt hinaus ziehen und springt erst später in die andere Koppelfrequenz um, die ihrerseits wieder nach der anderen Richtung über den Abstimmpunkt hinaus gezogen werden kann. In Abb. 8 ist eine solche Ziehschleife dargestellt, wobei über der Verstimmung der beiden Teilsysteme gegeneinander die Koppelfrequenzen aufgetragen sind. Solche Ziehschleifen kann man in der Tat auch bei manchen Streichinstrumenten, vor allem bei Cellis, beobachten, wenn man mit Hilfe der vorher beschriebenen Abgreifvorrichtung die Verstimmung in der Nähe der Hauptresonanz ändert. Die Erscheinungen werden hier etwas durch den starken Obertongehalt bei Streichinstrumenten verdeckt. Durch Aussieben der Grundschwingung mittels eines Oktavsiebes läßt sich aber der Effekt deutlich zeigen. Voraussetzung ist dafür, daß die Hauptresonanz genügend stark ausgebildet ist.

Wird mit geringerem Bogendruck angestrichen, so kann man auch einen Bereich der Verstimmung feststellen, in dem der Grundton überhaupt nicht erzeugt wird. Solche „Aussetzbereiche" sind ebenfalls vom Zwischenkreissender und von der Zungenpfeife her bekannt.

Schließlich lassen diese Untersuchungen eine Erklärung des vielumstrittenen „Wolftons" oder „Bullertons" zu, der häufig bei Cellis, aber gelegentlich auch bei Geigen, und dann meist gerade bei den besten Instrumenten, auftritt. Er äußert sich in einer periodischen Instabilität des Tones, die auch durch starken Bogendruck nicht zu beseitigen ist. Raman[13]) hat hierfür eine energetische

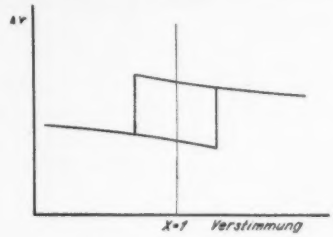


Abb. 8. Ziehschleife

Erklärung gegeben, die zweifellos richtig ist, aber wenig Einblick in die Einzelheiten des Vorgangs gewährt. Es ist gelegentlich bezweifelt worden, ob es sich hierbei um eine Schwebungserscheinung handelt. Hierzu haben wohl die Unsicherheiten des Handanstrichs und der hohe Obertongehalt beigetragen. Bei Verwendung des beschriebenen Anstrichmechanismus und Heraussiebung des Grundtones durch ein Oktavsieb erhält man aber ganz klare Schwebungen, wie sie Abb. 9 in mehreren Aufnahmen zeigt.

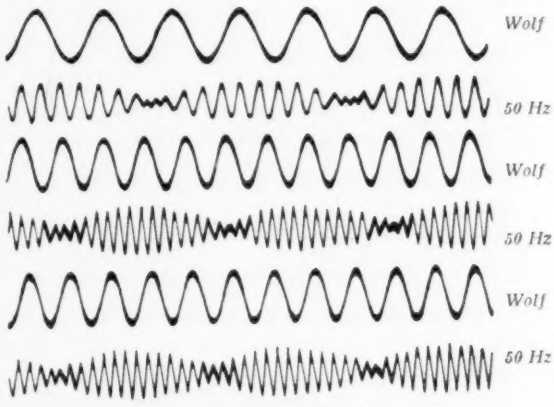


Abb. 9. Grundton beim Cellowolf

Auch die Erklärung ist jetzt ganz einfach: Nach der Theorie von Rogowski muß es bei geeigneter Rückkopplung möglich sein, beide Koppelschwingungen an der Resonanzstelle gleichzeitig zu entdämpfen, was natürlich zu stationären Schwebungen führen muß. Die aus den Schwebungsfrequenzen berechneten Werte der Kopplungsfaktoren stimmen in befriedigender Weise mit den auf anderem Wege ermittelten Werten überein. Am leichtesten sind solche Schwebungen bei der Hauptresonanz zu erzeugen. Gelegentlich können sie aber auch bei sorgfältiger Versuchsanordnung bei anderen Resonanzen beobachtet werden. Es scheint mir hier-

[10]) H. Vogel u. M. Wien, Ann. d. Phys. (4) **62** (1920), 649.
[11]) W. Vollmer, Karlsruher Diss., 1936.
[12]) W. Rogowski, Arch. f. Elektrotechn. **10** (1922), 1.
[13]) C. V. Raman, Phil. Mag. **32** (1916), 391.

nach klargestellt zu sein, daß der „Wolfton" nichts anderes ist als eine Schwebung zwischen den beiden gleichzeitig entdämpften Koppelschwingungen. Bezüglich weiterer Einzelheiten sei auf die erwähnte Dissertation von Vollmer verwiesen.

Man muß solche Schwebungserscheinungen auch beim Zwischenkreisröhrensender und bei den Zungenpfeifen erwarten. Beim Röhrensender sind derartige Erscheinungen auch schon beobachtet worden[14]), aber entweder nicht näher untersucht oder im Rahmen umfangreicherer Beobachtungen mit anderen ähnlichen Effekten als Störungen gemeinsam behandelt worden, ohne daß Untersuchungen über Einzelheiten bekannt geworden sind. Auf meine Veranlassung hat daher Herr cand. el. Krauth einen Tonfrequenz-Zwischenkreisröhrensender auf das Auftreten von stationären Schwebungen hin eingehend untersucht. Es zeigte sich, daß, wenn man dafür Sorge trägt, daß Rückkopplung und Kopplung mit dem Zwischenkreis sauber voneinander getrennt werden, man mit geeigneter Schaltanordnung stationäre Schwebungen beliebig lange stabil erzeugen kann.

Man muß hiernach erwarten, daß unter geeigneten Umständen auch bei Zungenpfeifen derartige Schwebungsvorgänge erhalten werden können. Das ist in der Tat möglich, wie Aschoff[15]) an einer Klarinette gezeigt hat. Wenn der Ansatzpunkt der Bläserlippe weit von der Blattspitze gewählt wird, wird offenbar die Blattdämpfung derart beeinflußt, daß beide Koppelfrequenzen gleichzeitig entdämpft werden, und es entstehen stationäre Schwingungen, die klanglich den beim Wolfton der Streichinstrumente beobachteten ähneln.

[14]) Vgl. z. B. H. Vogel u. M. Wien, a. a. O.; G. Glage u. H. Edler, Arch. f. Elektrotechn. **10** (1922), 430; H. Rukop, Zeitschr. f. techn. Phys. **5** (1924), 260.

[15]) V. Aschoff, Karlsruher Diss.; erscheint demnächst in der Akust. Zeitschr.

Zusammenfassung

Eine Versuchseinrichtung gestattet, die von einem Streichinstrument abgestrahlten Klänge ihrer Amplitude nach bei konstanten Anregungsbedingungen in Abhängigkeit von der Frequenz zu messen. Man erhält hiermit erstmalig Resonanzkurven von Streichinstrumenten, die ein objektives Merkmal der gesamten akustischen Eigenschaften der betreffenden Instrumente ergeben. Ferner wird auf die Analogien zwischen Streichinstrumenten und Zwischenkreisröhrensendern hingewiesen. Auch bei Streichinstrumenten kann man mit der geschilderten Anordnung Ziehschleifen und Aussetzbereiche feststellen. Für den Wolfton ergibt sich hiernach eine einfache Erklärung: es handelt sich dabei um eine Schwebung zwischen den beiden gleichzeitig entdämpften Koppelfrequenzen eines Schwingungssystems mit zwei Freiheitsgraden.

Die vorliegenden Untersuchungen wurden unterstützt von der Helmholtz-Gesellschaft durch Überlassung eines Oszillographen und von der Karlsruher Hochschulvereinigung durch Bereitstellung von Mitteln zur Beschaffung von Einzelapparaten. Es ist mir eine angenehme Pflicht, an dieser Stelle hierfür meinen Dank auszusprechen. Ich danke ferner meinem langjährigen Mitarbeiter, Herrn Dipl.-Ing. E. Weise, dem ich für seine Mitwirkung bei Entwicklung und Aufbau der Apparatur und bei einer Reihe von Messungen verpflichtet bin. Schließlich gilt mein Dank Herrn Dipl.-Ing. R. Waibel für sein Mitwirkung bei weiteren Messungen.

Karlsruhe, Lehrstuhl für Theoretische Elektrotechnik und Schwachstromtechnik.

(Eingegangen am 5. Oktober 1936)

PATENTSCHAU

Bearbeitet von Heinrich Kösters

13.

Deutsches Patent Nr. 635548, patentiert ab 6. 11. 30, ausgegeben am 18. 9. 36

Siemens und Halske A.-G. in Berlin-Siemensstadt

Verfahren zur Herstellung einer Lichttonaufzeichnung

Zur Herstellung einer Lichttonaufzeichnung mit Hilfe einer Braunschen Röhre auf einem kontinuierlich bewegten Film wird vorgeschlagen, den Kathodenstrahl senkrecht zur Bewegungsrichtung des Films gleichzeitig durch die Niederfrequenzspannung und eine feste Hochfrequenzspannung abzulenken. Man erhält so einen Streifen konstanter Breite (Abb. 1a), der entsprechend der niederfrequenten Modulation um die Mittellinie pendelt (Abb. 1 b).

Die Helligkeit des Streifens bei Aussteuerung durch eine sinusförmige Hochfrequenzspannung ist naturgemäß wegen der längeren Verweilzeit an den Umkehrpunkten am Rande größer. Dieser Fehler kann vermieden werden, wenn man eine Hochfrequenzspannung mit dreieckiger Kurvenform benutzt.

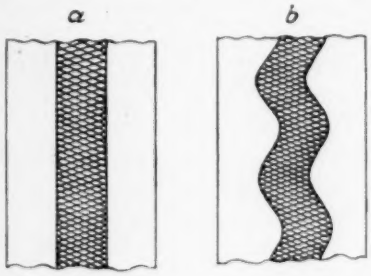


Abb. 1. Lichttonaufzeichnung auf Film

14.

Deutsches Patent Nr. 637016, patentiert ab 13. 10. 34, ausgegeben am 20. 11. 36

Dr. Willy Kunze in Bremen

Einrichtung zur Anzeige und Messung der Frequenz von elektrischen Wechselströmen

Die Messung der Frequenz von Wechselströmen mit Hilfe von direkt anzeigenden Geräten bereitet bei höheren Frequenzen besonders oberhalb 10000 Hz erhebliche Schwierigkeiten. Das technisch einfachste Gerät, der Zungenfrequenzmesser, ist bekanntlich nur beschränkt brauchbar, da die Zungen bei hohen Frequenzen bald zu klein werden. Zur Messung dieser Frequenzen hat man deshalb schon verschiedene Röhrenschaltungen benutzt, die zwar sehr gut brauchbar sind, aber doch einen verhältnismäßig großen Aufwand erfordern (siehe Abschnitt 15).

Das durch das Patent geschützte Verfahren schließt sich im Prinzip dem Zungenfrequenzmesser an, verwendet jedoch an Stelle der Zungen Metallstäbe, die durch Magnetostriktion zu Längsschwingungen angeregt werden. Durch geeignete Wahl des Materials und der Form der Stäbe lassen sich beliebige Eigenfrequenzen herstellen. Die Amplituden der schwingenden Stäbe sind jedoch sehr klein, so daß zu ihrer Sichtbarmachung besondere Hilfsmittel notwendig sind. Es wird vorgeschlagen, am Kopf der Stäbe leichte Cellonkapseln anzubringen, die mit feinen Sandkörnchen oder mit ähnlichen Stoffen gefüllt sind. Wie bekannt, springen die Sandkörnchen, sobald die Beschleunigung am Ende des Stabes größer als die Erdbeschleunigung wird. Dieser Vorgang kann mit dem Auge gut beobachtet werden.

15.

Deutsches Patent Nr 6269327, patentiert ab 20. 11. 31, ausgegeben am 30. 4. 36

und Zusatzpatent Nr. 636650, patentiert ab 3. 3. 33, ausgegeben am 15. 10. 36

Einrichtung zur Anzeige oder Regelung einer Frequenz

Lädt man einen Kondensator mit einer Wechselspannung über einen Gleichrichter auf und entlädt den Kondensator über einen Widerstand, so ist der Lade- oder Entladestrom ein Maß für die Frequenz. Dieses Verfahren ist für tiefe Frequenzen gut brauchbar. Bei höheren Frequenzen wird jedoch die Aufladung des Kondensators nicht mehr vollständig, und die im Gleichstrominstrument gemessene Summe der Ladungen in der Zeiteinheit steht nicht mehr in einfacher Beziehung zu der Frequenz.

Nach dem Patentanspruch soll nun die Aufladung des Kondensators nicht bis zur Spitzenspannung des Wechselstroms geführt werden, sondern wird wesentlich früher durch Verwendung eines gittergesteuerten Rohres gesperrt. Hierdurch erreicht man einmal, daß die Aufladung des Kondensators auch bei hohen Frequenzen sicher bis zu einem vorbestimmten, immer gleichbleibenden Wert erfolgt, und andererseits eine Unabhängigkeit der Ladung von der angelegten Spannung überhaupt. Gleichzeitig wächst die zur Entladung zur Verfügung stehende Zeit.

Das Zusatzpatent sieht zur Verbesserung des Ladevorgangs ein Mehrgitterrohr vor, mit dessen Hilfe es möglich ist, die Aufladung des Kondensators beim Erreichen einer bestimmten Spannung noch schneller zu unterbrechen. Mit dieser Anordnung lassen sich in einem einzigen Gerät Frequenzen von 10—60000 Hz messen[1]).

[1]) AEG-Mitt. 3 (1934).

Abb. 2 zeigt ein Prinzipschaltbild des bereits technisch mit gutem Erfolge gebauten Frequenzzeigers.

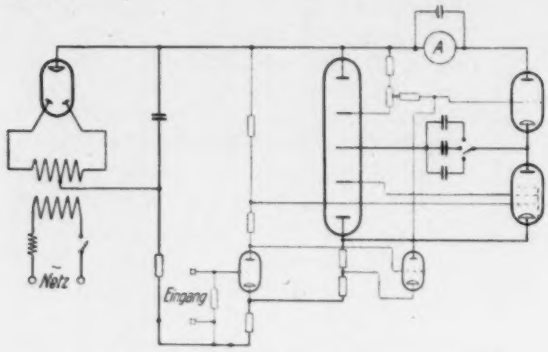


Abb. 2. Schaltbild des Frequenzzeigers

16.

Deutsches Patent Nr. 636745, patentiert ab 13. 11. 27, ausgegeben am 17. 10. 36

International General Electric Company Inc. in New York

Tiefabgestimmter Lautsprecher mit elektromagnetischem Vierpolsystem

Die auf den Anker eines elektromagnetischen Lautsprechers wirkenden Kräfte nehmen bekanntlich mit der Auslenkung des Ankers aus der Mittellage schnell nach einem nichtlinearen Gesetz zu (Exponent größer als 1), da der Kraftfluß im Luftspalt und damit im gesamten Magneten wesentlich durch die Lage des Ankers bestimmt wird. Um ein Anschlagen des Ankers zu verhindern, ist es deshalb notwendig, eine Federung mit großer Rückstellkraft zu verwenden. Hierdurch erhält man eine hohe Eigenschwingung des ganzen Systems und damit einen schlechten Wirkungsgrad bei tiefen Frequenzen.

Nach dem Patentanspruch soll der Kraftfluß im Magneten dadurch von der Stellung des Ankers unabhängig gemacht werden, daß der Magnet an einer oder mehreren Stellen soweit verjüngt wird, bis das Eisen an der verjüngten Stelle gesättigt ist (Abb. 3). Die groß ausgebildeten Polschuhe bleiben hierbei ungesättigt. Der magnetische Kraftfluß wird jetzt nicht mehr durch Anker (M) und Luftspalt (I und II), sondern durch die Verengung (E) des Magneten bestimmt, die jetzt die Stelle des größten Widerstandes bildet, und die Abhängigkeit der magnetischen Kräfte von der Auslenkung wird annähernd linear. Dies Verfahren entspricht etwa der Linearisierung eines Gleichrichters durch Vorschaltung eines großen Widerstandes. Die Feldstärke und damit der Gesamtwirkungsgrad des Lautsprechers nehmen hierbei natürlich stark ab. Nach den Überlegungen des Patentnehmers soll jedoch der Verlust an Wirkungsgrad tragbar sein im Hinblick auf die Möglichkeit, die Abstimmung des Lautsprechers nach tiefen Frequenzen zu verlegen.

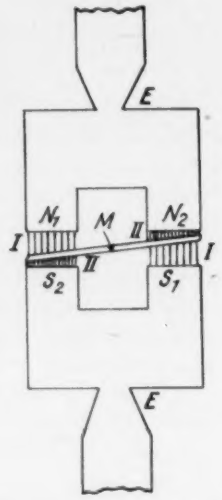


Abb. 3. Tiefabgestimmter magnetischer Lautsprecher

17.

Deutsches Patent Nr. 637191, patentiert ab 17. 11. 34, ausgegeben am 1. 10. 36

Radio Corporation of America, New York

Als Druckempfänger ausgebildetes Bändchenmikrophon

Soll ein Bändchenmikrophon, das in der üblichen Bauart auf die Druckdifferenz vor und hinter den

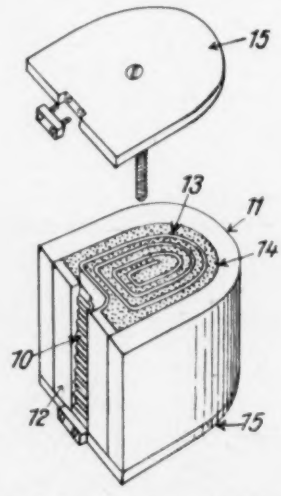


Abb. 4. Bändchenmikrophon als Druckempfänger

Bändchen anspricht, als reiner Druckempfänger benutzt werden, so ist es notwendig, die Rückseite des Bändchens gegen die Schallwellen abzudecken

Man hat deshalb häufig hinten an das Mikrophon ein längeres Rohr angeschlossen, das außerdem noch mit schalldämpfenden Stoffen ausgekleidet wurde. Ein so ausgerüstetes Mikrophon ist sehr groß und unhandlich.

Erfindungsgemäß soll der im permanenten Magneten zur Verfügung stehende Raum zur Aufnahme eines labyrinthartigen, mit schalldämpfendem Material gefüllten Hohlraumes benutzt werden (Abb. 4).

18.

Deutsches Patent Nr. 637223, patentiert ab 14. 2. 33, ausgegeben am 23. 10. 36

Aluminium Limited in Toronto, Kanada

Streichinstrument aus Aluminium

Aus der Empfindlichkeit hölzerner Streichinstrumente gegenüber Feuchtigkeitseinflüssen, sowie der nicht zu leugnenden Bruchgefahr leitet der Erfinder die Notwendigkeit her, Geigen, Cellos und ähnliche Instrumente aus Metall zu bauen. Insbesondere soll Aluminium für diesen Zweck geeignet sein.

Der Mißerfolg, den bisher ähnliche Versuche aufzuweisen hatten, wird nach der Patentschrift hauptsächlich durch ungenügende, nicht vollkommen unverrückbare Verbindung der einzelnen Bauelemente bedingt. Dies gilt besonders für die Befestigung des Baßbalkens an dem Resonanzboden. Dieser Fehler soll nun dadurch vermieden werden, daß ein zweiteiliger Resonanzboden benutzt wird, dessen innere Kanten (siehe Abb. 5) senkrecht nach unten abgebogen werden. Die umgebogenen Kanten (B) werden fest miteinander verschweißt und bilden den Baßbalken. Ebenso soll an allen anderen Verbindungsstellen durch Verschweißen die nötige Festigkeit erzielt werden.

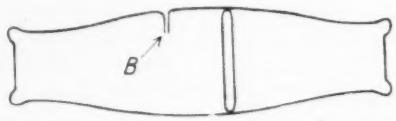


Abb. 5. Querschnitt durch ein Streichinstrument aus Aluminium

SCHRIFTTUM

The effect of an acoustically absorbent lining upon the sound-insulating value of a double partition. Von I. E. R. Constable, Proc. Physic. Soc. 48 (1936), S. 690.

Durch Anordnung von Schallschluckstoffen in dem Luftzwischenraum von Doppelwänden kann man deren Schalldämmung erhöhen. Der Verfasser stellt hierüber eine theoretische Betrachtung an, deren Ergebnis er durch einige Versuche prüft.

Bei der theoretischen Betrachtung wird vorausgesetzt, daß man in den Schallfeldern vor und hinter der Wand und im Luftzwischenraum die Energiedichten der Schallwellen einfach linear superponieren darf, ohne Rücksicht auf die Phasenverhältnisse. Diese Voraussetzung pflegt man auch bei der elementaren Theorie des Nachhalls zu machen. Sie läßt sich bei Räumen, die groß im Vergleich zur Schallwellenlänge sind, verhältnismäßig leicht erfüllen. Beim Luftzwischenraum von Doppelwänden dagegen ist sie für eine Dimension, nämlich diejenige senkrecht zu den Wandflächen, im allgemeinen sicher nicht erfüllt. Die folgenden Überlegungen sollen daher nur eine rohe Annäherung darstellen.

Ein einfallender Schallstrahl der Energiedichte E wird durch die erste Teilwand auf $\frac{E}{R_1}$ geschwächt (R_1 Schalldämmung der ersten Teilwand im linearen Maß). Innerhalb des Luftzwischenraums wird er in irgendeiner Weise hin und her reflektiert. Zwischen aufeinanderfolgendem Auftreffen auf die zweite Teilwand wird durch Schallschluckung an den Begrenzungsflächen des Luftzwischenraums die Energiedichte im Mittel auf den Bruchteil $\frac{1}{m}$ geschwächt. Die insgesamt durch die zweite Wand austretende Energiedichte ist also

$$\frac{E}{R_1 R_2}\left(1+\frac{1}{m}+\frac{1}{m^2}+\cdots\right)=\frac{E}{R_1 R_2\left(1-\frac{1}{m}\right)}$$

(R_2 Schalldämmung der zweiten Teilwand). Die Schalldämmung der Doppelwand ist somit

$$R_1 R_2\left(1-\frac{1}{m}\right),$$

wo unter R_1, R_2 und $\frac{1}{m}$ nunmehr Mittelwerte über alle Einfallsrichtungen verstanden seien. Die Schalldämmung ist hiernach um so größer, je kleiner $\frac{1}{m}$, d. h. je größer das Schluckvermögen des Luftzwischenraums ist. Sie kann aber den Wert $R_1 R_2$ nicht übersteigen.

Die Berechnung von $\frac{1}{m}$ geschieht wie die Berechnung des gesamten Schallschluckvermögens eines Raums nach MILLINGTON. Es ergibt sich so

$$\frac{1}{m} = (1 - a_1)\,(1 - a_2)\,(1 - a)^{\frac{S}{A}}.$$

Hierin bedeuten a_1, a_2 die Schluckgrade der beiden Teilwände (die durch Schalldurchgang verursachte Schallschluckung eingerechnet), A ihre (für beide gleiche) Fläche, a den Schluckgrad der seitlichen Begrenzungsflächen des Luftzwischenraums, S deren Flächeninhalt.

Die Messungen wurden im üblichen Verfahren im Frequenzbereich 200—2000 Hz ausgeführt. Untersucht wurden eine Doppelwand aus Aluminiumblech, in einen Stahlrahmen eingebaut, bei 10 und 20 cm Dicke des Luftzwischenraums, und eine Doppelwand aus Eisenblech, deren Luftzwischenraum seitlich von unverputztem Mauerwerk begrenzt und 20 cm dick war. Die Ränder des Luftzwischenraums waren einmal unverkleidet, einmal mit Schluckstoffen (Faserstoffplatten, Filz) ausgekleidet. Angegeben wird der Zuwachs der Schalldämmung bei ausgekleideten Rändern gegenüber bloßen Rändern. Er betrug bei den Versuchen für die tiefen Frequenzen nur wenige db, für die hohen Frequenzen bis zu 13 db bei Auskleidung mit Filz. Er wird mit dem nach den oben mitgeteilten Formeln Berechneten verglichen und in befriedigender Übereinstimmung gefunden.

Bei der Anwendung der Formeln ist schwierig zu beantworten die Frage, was man für R_1 und R_2 einzusetzen hat. Der Einfachheit halber wurden die Werte gewählt, die an den Teilwänden einzeln gemessen wurden. Eine von dieser Schwierigkeit unabhängige Prüfung der Formeln erhält man, wenn man das Verhältnis der Schalldämmungen derselben Wand bei verschieden stark schluckendem Zwischenraum bildet, nämlich

$$\frac{1 - \frac{1}{m'}}{1 - \frac{1}{m''}}.$$

Auch diese Größe zeigte Übereinstimmung mit der Beobachtung. A. SCHOCH

ST. I. ZAND et G. PEROT, **Etude du comfort à bord des avions de transport et application practique à un appareil.** L'Aérotechnique 15 (1936), S. 69, Nr. 162.

ST. I. ZAND, **Comfort in air travel.** J. Roy. Aeron. Soc. 40 (1936), S. 524—556, Nr. 307.

Zand ist Mitarbeiter der Sperry Gyroskoye Company, die in Amerika bereits eine Reihe von Flugzeugen schallisoliert hat. Im Auftrage des französischen Luftfahrtministeriums führt er gegenwärtig in Frankreich die Schallisolation der zivilen Flugzeuge der Produktion 1936/37 durch. In der ersten Arbeit stellt er die dabei verfolgten Methoden dar und bringt besonders ein Anwendungsbeispiel; die zweite Arbeit ist ein Vortrag vor der Royal Aeronantical Society über dasselbe Thema.

Zand beschränkt seine Ausführungen mit Recht nicht nur auf das Lärmproblem, sondern geht allgemein auf die Einflüsse ein, die die Bequemlichkeit beim Luftreisen herabsetzen. Nach Statistiken amerikanischer Luftfahrtgesellschaften sind dies der Häufigkeit der Beschwerden nach 1. Lärm, 2. Belüftung, 3. unregelmäßige, im allgemeinen durch Böigkeit hervorgerufene Flugzeugbewegungen, 4. Temperatur, 5. unbequeme Sitze, 6. mechanische Erschütterungen und Vibrationen, 7. zu schneller Auf- oder Abstieg, 8. Höhe, 9. Geruch. Zand macht daher außer Angaben über die Schalldämmung noch nähere Mitteilungen über eine elastische Motoraufhängung zur Herabsetzung der Erschütterungen und des Lärms und über ein ausreichendes Belüftungs- und Heizungssystem. Hierbei ist durch Auskleidung der Rohre mit schallschluckendem Stoff dafür Sorge getragen, daß kein Schall in die Kabine übertragen wird. Über diese beiden Teilabschnitte wird im folgenden nicht weiter berichtet.

Zu dem rein akustischen Teil bringt Zand zunächst Angaben allgemeiner Art. Das Geräusch der Luftschraube soll durch Verwendung von Schrauben niedriger Drehzahl (Dreiblattschrauben) möglichst herabgesetzt werden. Als höchstzulässige Umfangsgeschwindigkeit mit Hinsicht auf das Geräusch der Schraube wird der Wert von 240 m/sec genannt. Wegen der Konzentration der Schallstrahlung in der Ebene der Luftschraube wird darauf hingewiesen, daß man bei mehrmotorigen Flugzeugen nicht gerade die Kabine des Flugzeugführers oder Teile des Fahrgastraumes in die Luftschraubenebene legt, sondern daß man für diese Stelle zweckmäßig unwichtige Räume wie Post, Küche usw. vorsieht. Der Abstand der Luftschraubenspitzen von der Zelle soll nicht kleiner als 30 cm sein. Trotzdem ist manchmal eine besondere Isolierung der Teile der Zellenhaut notwendig, die in der Nähe der Luftschraubenspitzen liegen. Auspuffschalldämpfer sind nach Zand für das Kabinengeräusch im allgemeinen unnötig, wenn man die Auspufföffnung so legt, daß Motor oder Flügel als akustische Abschirmung wirken.

Die Maßnahmen zur Verminderung des Geräusches in der Kabine beruhen im wesentlichen auf der Erhöhung der Schallschluckung in der Kabine. Um bei tiefen Frequenzen (50—350 Hz), die im Flugzeuggeräusch gerade besonders stark sind, einen genügenden Schluckgrad zu erzielen, verwendet die Sperry Comp. ein gespanntes Leinen od. dgl.,

das als Membran wirkt und seine Schwingungsenergie dem Schallfeld entzieht. Um die Absorption über einen größeren Frequenzbereich zu erstrecken, wird auf der Rückseite der Membran eine Schicht Filz angebracht (U. S. Patent 2029441). Dieser Schallschlucker hat große Ähnlichkeit mit dem von v. Békésy und E. Meyer angegebenen, wenn auch die Wirkung etwas anders erklärt wird. Die in einer Abbildung der englischen Arbeit angegebenen Schluckgrade erscheinen reichlich hoch (90% bei 350 Hz, 65% bei 1000 Hz und 150 Hz).

Der Aufbau der Schallisolierung ist je nach dem vorliegenden Frequenzspektrum verschieden, wechselt auch innerhalb eines Flugzeuges je nach der Verteilung des Lärms. Im allgemeinen besteht sie aus: 1. der Flugzeughaut beklebt mit einer Lage „Seapak", 2. einer Mittelschicht aus „Seapak", die durch quergespannte Fäden oder Korkstücke auf Abstand (ca. 2 cm) gehalten wird, 3. dem obenerwähnten Schallschlucker mit der glatten Seite der Kabine zugekehrt. „Seapak" ist ein Plattenmaterial, das aus Kapokfaser mit Zwischenlagen von dünnem Papier hergestellt wird.

Die Ausführung der Schallisolierung erfolgt in mehreren Abschnitten. Zunächst wird im Fluge die nackte Kabine vermessen. Durch Abtasten mit einem Vibrometer werden die Schwingungen der Zellenhaut festgestellt und Stellen mit besonders starker Amplitude durch Anbringung von diagonalen Spanten versteift. An besonders hartnäckigen Stellen (Luftschraubennähe) wurde manchmal auch ein Asphaltkitt zur Schwingungsdämpfung aufgetragen. Hiernach wird die erste Lage Seapak aufgebracht usw. In einer Abbildung der englischen Arbeit ist die Veränderung des Schallspektrums nach den einzelnen Maßnahmen dargestellt. Hierbei erscheint zweierlei unverständlich: 1. daß mit Einbringung der Absorption (erste und Mittelschicht) im ganzen Frequenzbereich eine Verminderung um etwa 14 db eingetreten ist (Frequenzabhängigkeit des Schluckgrades!). 2. daß die Anbringung der dritten Lage (Maximum der Schallschluckung bei tiefen Frequenzen) die Schallschluckung der hohen Frequenzen nicht beeinflußt hat. Es ist doch zu erwarten, daß durch die Abdeckung des porösen Materials die Schallschluckung für die hohen Frequenzen herabgesetzt wird. Die Schalldämpfung soll etwa 20—25 db betragen. Das Gewicht hierfür ist mit etwa 7 kg pro Passagier angegeben. Im Laufe der letzten Jahre ist die Schalldämpfung vergrößert und der Gewichtsaufwand verringert worden. Willms

I. Obata, S. Kawada, Y. Yosida and U. Yosida, **On the relation between the performance and the loudness of sound of an airscrew.** Rep. Aeron. Res. Inst., Tokyo 11,9 (1936), S. 341—366, Nr. 141.

Fortsetzung der früheren Arbeiten Obatas über das Luftschraubengeräusch. An einer Modellschraube von $^1/_3$ natürlicher Größe wurden im Freien in 7 m Entfernung Schalldruckmessungen in der Luftschraubenebene und unter 30° ausgeführt. Um Bodenreflexionen zu vermeiden, wurde das Mikrophon dicht auf den Boden gestellt. Zur Messung des Grundtones wurde ein Tiefpaßfilter mit 200 Hz Grenzfrequenz und zur Messung der übrigen Komponenten und des Wirbelgeräusches ein Hochpaßfilter mit 200 Hz Grenzfrequenz eingeschaltet. Außerdem wurden die aerodynamischen Konstanten der Schraube bestimmt.

Es ergab sich unter den bezeichneten Versuchsbedingungen, daß $\log p$ (p Schalldruck) linear mit der Drehzahl wächst und bei konstanter Drehzahl proportional dem Anstellwinkel der Schraube ist, und zwar in dem Bereich, in dem auch Leistung und Schub dem Anstellwinkel proportional sind. Wird z. B. der Anstellwinkel so stark vergrößert, daß die Strömung abreißt und die Schraube mit schlechterem Wirkungsgrad arbeitet, so wird ebenfalls der Schalldruck vergrößert. Je günstiger die aerodynamischen Eigenschaften der Luftschraube sind, desto geringer ist ihr Geräusch. Willms

C. J. Spain, D. P. Loye and E. W. Templin, **Reduction of airplane noise and vibration.** Trans. Amer. Soc. mech. Engr. 58 (1936), S. 423—431.

Die Arbeit enthält zunächst eine Beschreibung der hauptsächlich verwendeten Schallmeßgeräte, Lautstärke- und Schallstärkemesser, Klanganalyse mit 20 und 200 Hz Analysierschärfe. Zur Aufnahme der mechanischen Schwingungen wird eine Art Tonabnehmer verwendet. Ferner werden kurz die Laboratoriumseinrichtungen zur Messung der Schalldurchlässigkeit von Wänden und der Schallschlukkung beschrieben. Bei der Berechnung der Schallstärke in einem Raum, der ein gewisses Absorptionsvermögen $A = aF$ hat, wird im allgemeinen der Anteil der Schallschluckung vernachlässigt, der durch die Durchlässigkeit der Wände gegeben ist. Bei Flugzeugkabinen ist dieser Teil jedoch merklich groß. Wenn das Verhältnis der durchgelassenen zur auftreffenden Energie pro m² mit T bezeichnet wird und wenn die Wand einen Absorptionsgrad a hat, so ist für das Kabineninnere pro m² der gesamte Schluckgrad $T + a$. Die Wirkung der Auskleidung einer Kabine mit schallschluckendem Stoff wird also durch den Ausdruck $10 \log \frac{T+a}{T}$ wiedergegeben.

Es werden einige Beispiele von Geräuschmessungen in Flugzeugen mitgeteilt. Die Darstellung der Gesamtlautstärke im Flugzeug erfolgt graphisch, indem in der schematisch dargestellten Flugzeugkabine Linien gleicher Lautstärke ähnlich einer Höhenkarte eingezeichnet wurden. Man soll hieraus erkennen, wie einige Wandteile, z. B. eine undichte Tür, in das Innere der Kabine strahlen.

Es ist nicht angegeben, wie diese Werte gewonnen wurden, z. B. ist nichts von stehenden Wellen (Inselbildung der Höhenlinien) zu sehen. Diese Darstellung sollte eigentlich nur beim freien Schallfeld angewandt werden.

Mit einem besonderen Aufsatz auf das Mikrophon, der im einzelnen nicht beschrieben ist, wurde die Abstrahlung einzelner Teile der Wand, der Decken usw. gemessen und hierbei Unterschiede bis zu 20 db festgestellt. Um die Schallverminderung mit geringstem Gewichtsaufwand zu erreichen, werden die Stellen mit übernormaler Schallabstrahlung besonders behandelt.

Die Arbeit enthält ferner eine Reihe von Analysen des Gesamtgeräusches sowie Analysen der Wandschwingungen, die mit dem Tonabnehmer aufgenommen wurden. Hierin treten je nach der Abnahmestelle Komponenten hervor, die Vielfache der Motor- oder der Luftschraubenzahl sind. Zum Schluß werden ohne nähere Angaben einige Kurvenscharen gezeigt, die die Zusammensetzung des Gesamtgeräusches aus dem Luftschrauben-, Motor- und aerodynamischen Geräusch wiedergeben. Das Luftschraubengeräusch hat den stärksten Anstieg mit der Drehzahl und überwiegt daher meist bei hohen Drehzahlen. Bei niedrigen Drehzahlen überwiegt das Maschinengeräusch, bei Flugzeugen mit untersetzten Luftschrauben sogar manchmal im ganzen Drehzahlbereich. Das aerodynamische Geräusch ist meist von geringerer Bedeutung.

WILLMS

R. N. MARSHALL and F. F. ROMANOW, **A Non Directional Microphone.** Bell Syst. techn. J. 15 (1936), S. 405—423.

In schwach gedämpften Räumen oder bei der Aufnahme ausgedehnter Klangkörper gelangt der Schall aus sehr verschiedenen Richtungen auf das Mikrophon. Ist die Frequenzkurve abhängig von der Einfallsrichtung, d. h. hat das Mikrophon eine ausgeprägte Richtwirkung, so wird das Klangbild verfälscht.

Das Tauchspulenmikrophon 618-A der Western Electric Company wurde deshalb so ausgeführt, daß die Frequenzabhängigkeit im diffusen Schallfeld möglichst ausgeglichen war. Dabei bestand aber noch eine starke Winkelabhängigkeit (vgl. Abb. 1).

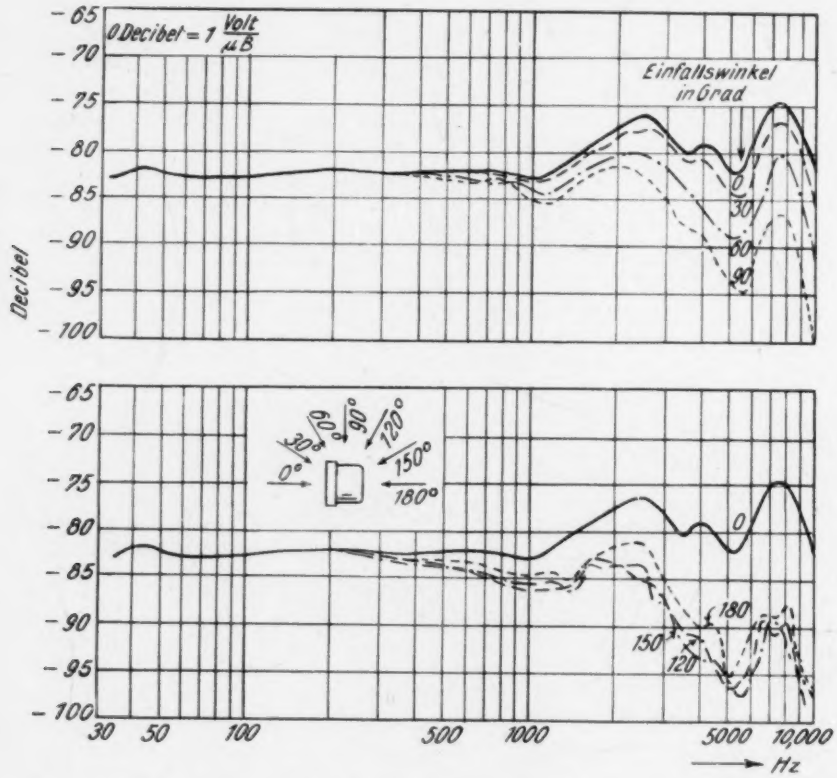


Abb. 1. Frequenzabhängigkeit des Mikrophones 618-A im freien Schallfeld für verschiedene Einfallswinkel

Die Richtwirkung der Druckempfänger ist auf die Änderung der Schallbeugung am Mikrophonkörper mit Einfallsrichtung und Frequenz zurückzuführen, außerdem treten bei seitlichem Schalleinfall auch Phasenunterschiede längs der Membran auf, die eine Verringerung der erzeugten Wechselspannung verursachen. Beide Einflüsse sind abhängig von den Abmessungen des Mikrophons im Verhältnis zur Schallwellenlänge. Soll die Richtwirkung im Hörbereich vernachlässigbar bleiben, so kommt man zu sehr kleinen Abmessungen, die sich mit einer ausreichenden Empfindlichkeit nicht mehr vereinigen lassen. Die Verfasser vergleichen daher, fußend auf den Arbeiten von RAYLEIGH, BALLANTINE, HARRISON und FLANDERS sowie SIVIAN und O'NEIL, die Beugungserscheinungen verschiedener Körper (Zylinder, Würfel und Kugel) und kommen zu dem Ergebnis, daß die geeignetste Mikrophonform die Kugel darstellt. Ihre Richtwirkung beginnt bei gleichem Durchmesser erst bei wesentlich höheren Frequenzen und weist dabei die geringsten periodischen Schwankungen auf. Dennoch läßt sich auch bei der Kugel der Durchmesser nicht so klein wählen, daß der Richteffekt außerhalb des normalen Übertragungsbereiches bleibt. Um das Mikrophon richtungsunempfindlich zu machen, verwenden die Verf. daher eine Einrichtung, die den Beugungseffekt kompensiert. Sie besteht im wesentlichen aus einem ebenen Kreisschirm aus porösem Werkstoff (Seide), der vor der Membran angebracht ist (s. Abb. 2). Sein ausgleichender Einfluß beruht im Zusammenwirken von Beugung und Schallschluckung (Absorption). Bei niedrigen Frequenzen wird der größte Teil des von vorn auftreffenden Schalles um den Schirm gebeugt und erfährt auch beim Durchgang durch den Stoff infolge seiner großen Wellenlänge nur eine geringe Dämpfung. Dagegen gelangt bei den höheren Frequenzen weniger Schall um den Schirm, und der Verlust in der Seide wird größer. Für seitlich einfallenden Schall ist die Wirkung des Schirmes gering. Gelangt der Schall von rückwärts auf das Mikrophon, so wird er bei tiefer Frequenz um das Mikrophon gebeugt, während die höheren Töne mehr und mehr vom Schirm auf die Membran reflektiert werden. Durch geeignete Wahl des Dämpfungsstoffes, des Schirmdurchmessers und Abstandes von der Membran läßt sich so eine recht gute Kompensation der Richtwirkung erzielen (s. Abb. 3).

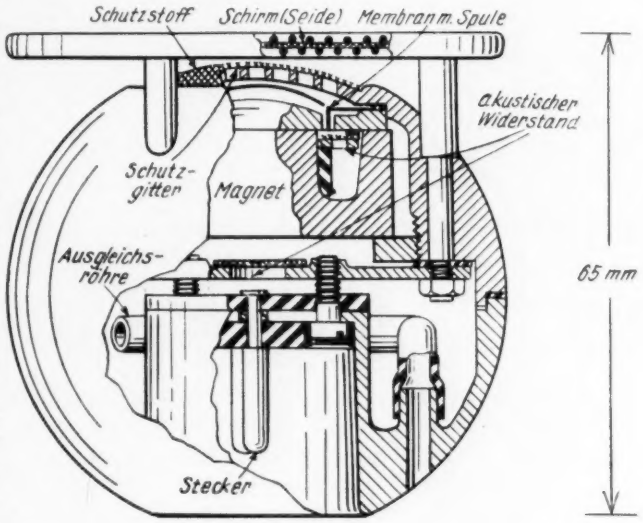


Abb. 2. Querschnitt durch das ungerichtete Mikrophon

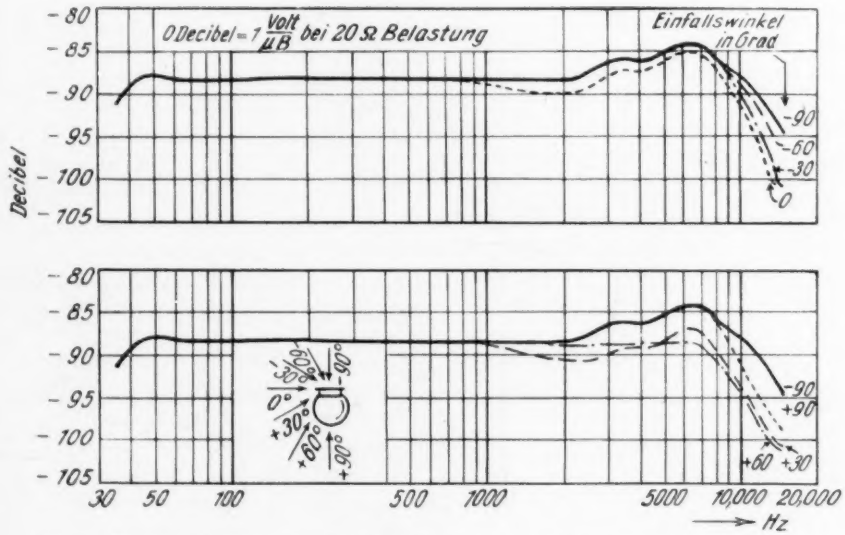


Abb. 3. Frequenzabhängigkeit des ungerichteten Mikrophones im freien Schallfeld für verschiedene Einfallswinkel

Der innere Aufbau des Mikrophons (s. Abb. 2) unterscheidet sich nicht wesentlich von dem von WENTE und THURAS (J. Acous. Soc. Am. 3 (1931), S. 44) entwickelten. Auch bei diesem Mikrophon wurde die Frequenzabhängigkeit der Membran durch Belastung mit einem frequenzabhängigen akustischen Widerstand ausgeglichen, der aus einem System von Wirk- und Blindwiderständen besteht. Die in den meisten Fällen störende Resonanz des Hohlraumes vor der Membran wird hier dazu benutzt, um die Frequenzkurve im Bereich von 8000 bis 15000 Hz anzuheben.

Die Messung der Frequenzkurven des Mikrophons wurde für die tiefen Frequenzen in einer Druckkammer, für den oberen Frequenzbereich im gedämpften Raum vorgenommen. Bemerkenswert ist dabei die Art, in der die Feldeichung des Vergleichsmikrophons erfolgte. Das Mikrophon wurde, nachdem die Druckeichung mit dem Thermophon durchgeführt war, in einen die stark vergrößerte Mikrophonform darstellenden Körper eingesetzt und ein Schallfeld damit ausgemessen. Die Abweichung des Ergebnisses gegenüber der gleichen Messung ohne den Zusatzkörper ergab seinen Beugungseinfluß. Da die Beugung aber in einfacher Weise mit der Wellenlänge gekoppelt ist, konnte daraus der Einfluß des Mikrophonkörpers selbst, der bei entsprechend höheren Frequenzen liegt, ermittelt werden.

In einem Anhang geben die Verfasser an, in welcher Weise die Frequenzabhängigkeit des akustischen Netzwerkes, wie es das Mikrophon darstellt, berechnet werden kann. Die notwendigen Konstanten sind dabei zum Teil berechnet, zum Teil gemessen worden. Das Ergebnis der Berechnung stimmt gut mit der experimentell ermittelten Frequenzkurve überein. G. BUCHMANN

NACHRICHTEN

12. Deutscher Physiker- und Mathematikertag

In Bad Salzbrunn fand vom 13. bis 19. September 1936 der 12. Deutsche Physiker- und Mathematikertag statt. Auf der Tagesordnung stand neben der Elektronenoptik die Akustik als Hauptthema. Trotzdem somit diesem Zweiggebiet der Physik größerer Raum vorbehalten worden war, ließ sich die große Zahl der angemeldeten Vorträge doch nur durch Abhaltung von Parallelveranstaltungen bewältigen.

Durch das freundliche Entgegenkommen der physikalischen Gesellschaften und der Schriftleitungen der Physikalischen Zeitschrift und der Zeitschrift für technische Physik, Prof. Dr. P. DEBYE und Prof. Dr. W. HORT, konnte die Mehrzahl der akustischen Vorträge aus dem zweiten Bad-Salzbrunn-Heft der Zeitschrift für technische Physik in das vorliegende Heft übernommen werden. Hierfür möchten wir der Deutschen Physikalischen Gesellschaft und der Deutschen Gesellschaft für technische Physik unseren wärmsten Dank aussprechen. DIE SCHRIFTLEITUNG

94. Versammlung der Gesellschaft Deutscher Naturforscher und Ärzte, Dresden — September 1936

Aus der Fülle der Vorträge sollen hier nur diejenigen kurz erwähnt werden, welche auch für den Akustiker von Interesse sind. Mit grundlegenden Ausführungen über das richtige Verhältnis von Theorie und Experiment in der physikalischen Forschung eröffnete W. GERLACH die Tagung der Naturwissenschaftlichen Hauptgruppe. L. BERGMANN (Breslau) erläuterte verschiedene Anordnungen zur Erzeugung von Ultraschall und berichtete von den vielseitigen Anwendungen dieses Gebiets in Wissenschaft und Technik. Besonders fesselten eigene Untersuchungen der Beugung von Lichtstrahlen an stehenden Ultraschallwellen in Glaskörpern und Kristallen.

F. TRENDELENBURG brachte Anwendungen der Klanguntersuchung mittels des Oktavsiebes bei Einschwingvorgängen von Orgelpfeifen und gesprochenen Silben und berichtete zusammenfassend unter anderem von neueren Arbeiten über das Tonerkennungsvermögen bei kurzen Reizen.

A. GÜTTICH (Köln) trug über die Schallrichtungsbestimmung von Menschen und Tieren vor. Danach wird das Richtungshören nicht durch den Reiz der Schallwellen im Vorhofsbogenapparat verursacht.

W. LOTTERMOSER

Die 12. Tagung der Deutschen Geophysikalischen Gesellschaft

Auf der vom 8.—10. Oktober in Berlin stattgefundenen Tagung behandelte ein großer Teil der Vorträge Fragen allgemein schwingungstheoretischer oder erschütterungstechnischer Art, die auch für den Leserkreis dieser Zeitschrift von Interesse sind.

So berichtete G. ANGENHEISTER (Göttingen) über die Tagung der Internationalen Seismischen Gesellschaft in Edinburg. Von besonderem Interesse war die Ansicht des Referenten, daß es größter Anstren-

gungen von seiten Deutschlands bedürfe, um nicht endgültig vom Auslande in Fragen des Seismographenbaues überflügelt zu werden. Es liege dieses wohl daran, daß im Auslande — besonders in den Vereinigten Staaten von Amerika — sehr viel mehr Staatsmittel für die Entwicklung derartiger Apparate zur Verfügung gestellt werden als bei uns.

Es folgte dann eine Reihe von Vorträgen über schwingungstheoretische und erschütterungstechnische Fragen, die in der Zeitschrift für Geophysik, Heft 7 erscheinen werden, so daß hier nur die Namen und Titel der Vorträge angeführt seien: H. MARTIN (Jena) „Die Grundlagen der Beurteilung von Verkehrserschütterungen"; R. BUNGERS (Göttingen) „Neuere Untersuchungen über Schwingungsformen in der angewandten Seismik"; G. A. SCHULZE (Göttingen) „Elastisches Verhalten des Bodens bei sinusförmiger Anregung"; A. RAMSPECK (Berlin) „Die Verwendung sinusförmiger elastischer Wellen bei der Untersuchung des Baugrundes"; W. SPONHEUER (Jena) „Gebäudeschwingungen beim Erdbebenstoß"; R. KÖHLER (Bochum) „Über Aufzeichnungen von Erdstößen mit dem 17-t-Seismographen der Bochumer Warte"; G. KRUMBACH (Jena) „Experimentelle Einschwingkurven von Beschleunigungs- und Neigungsmessern"; G. SCHMERWITZ (Jena) „Der Kopplungsfaktor bei galvanometrisch registrierenden Seismographen"; O. MEISSER (Jena) „Untersuchungen an Pendeln".

Beachtenswert war in der anschließenden Diskussion eine Anregung von L. MINTROP (Breslau) bei Gerichtsgutachten über Erschütterungsstörungen doch alle absoluten Größen, wie Auslenkung, Geschwindigkeitsamplitude, Beschleunigungsamplitude usw., die den Richter doch nur verwirren, einfach wegzulassen und in klarer Form festzustellen, ob die Erschütterungen die ortsüblichen Störungen überschreiten oder nicht. Was für einen Nervenkurort vollkommen unzulässig ist, kann im Ruhrgebiet seit Jahrzehnten ortsüblich und unabwendbar sein.

Auf Anregung von L. WEICKMANN (Leipzig) sollen die Untersuchungen der „Sprengkommission" wieder aufgenommen werden, da die Fragen der Schallausbreitung in Luft auf großen Entfernungen noch nicht hinreichend geklärt sind, andererseits aber ein großes Interesse von Seiten der Meteorologie für diese Erscheinungen vorliegt. v. SCHMIDT

Die Lichttonorgel von Edwin Welte

Am 6. November 1936 fand im Oberlichtsaal der Philharmonie zu Berlin ein Konzert auf der Lichttonorgel statt, welches die Verwendbarkeit dieses Instrumentes für alte und neuere Orgelmusik zeigen sollte. Nachdem die Orgel in den Zeitungen fast durchweg einen großen Begeisterungssturm entfacht hatte, durfte man mit großen Erwartungen der Vorführung entgegensehen.

Der Spieltisch der Orgel, der dem einer Pfeifenorgel völlig gleicht, läßt folgende Disposition erkennen.

Manual I:	**Manual II:**	**Pedal**
Gedeckt 16′	Gedeckt 16′	Subbass 16′
Prinzipal 8′	Prinzipal 8′	Violon 16′
Flöte 8′	Flöten Prinzipal 8′	Bordun 8′
Quintatön 8′	Viola 8′	Principal 8′ v. M.
Rohrflöte 4′	Rohrflöte 4′	Cornett 8′
Salicet 4′	Salicet 4′	Flöte 4′ v. M.
Mixtur 4fach	Mixtur 4fach	
Sesquialter $2^2/_3$	Sesquialter $2^2/_3$	
Trompete 8′	Flöte 2′	

Alle Manual- und Pedalregister sind spielbar als Register mit normaler sowie auch als Register mit schwächerer Tonstärke. Sechs Register sind auf beiden Manualen spielbar.

Spielhilfen:

Feste Kombination	Koppeln I—II
P. MF. F. T.	I — Pedal
Freie Kombination	II — Pedal

Crescendo-Schweller
Register-Schweller
Tremolanten

Wie bei einer Orgel mit elektrischer Traktur ist der Spieltisch auch hier nur Steuerorgan. Das eigentliche Werk der Tonerzeugung ist örtlich getrennt von diesem aufgestellt. Hier befinden sich die Tonscheiben, Photozellen und Verstärker, welche auf die im Saale verteilten Lautsprecher arbeiten. Abb. 1 zeigt das wesentliche Organ der Klangbildung. Auf den Glasscheiben S_1 und S_2 befinden sich z. B. die Tonspuren für alle C verschiedener Register, aufgezeichnet in Amplitudenschrift. Diese wurde entweder auf synthetischem Wege durch Zeichnung oder wie im Tonfilmverfahren durch Aufnahme eines Orgelregisters gewonnen. In den Kästchen K sind kleine Lampen mit elektromagnetisch durch die Tasten erregbaren Blenden untergebracht, welche auf die Photozellen F_1 und F_2 wirken, die das von den Tonspuren gesteuerte Licht in Stromschwankungen umsetzen. Für die vollständige Klaviatur braucht man 12 Einheiten der Abb. 1, deren Rotationsgeschwindigkeit festgelegt ist durch die Einstimmung der Orgel im temperierten Maß. Beim Einschalten einer Registertaste leuchten die Lämpchen auf, die zu einem und demselben Register gehören. Beim Druck auf die Tasten werden die Blenden betätigt. In der Sprache des Orgelbauers haben wir hier also eine Registerkanzelle vor uns, d. h. den Lampen entspricht der Winddruck in der Lade, den Blenden das Ventil unterm Pfeifenfuß.